

ANNALEN DER PHYSIK

Gegründet 1799 durch F. A. C. Gren und fortgeführt durch L. W. Gilbert, J. C. Poggendorff, G. und E. Wiedemann, P. Drude, W. Wien

Der ganzen Reihe 396. Band

Kuratorium:

F. Paschen	M. Planck	R. Pohl
A. Sommerfeld	M. Wien	E. Warburg

Unter Mitwirkung
der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
herausgegeben von

E. GRÜNEISEN, Marburg/L.
M. PLANCK, Berlin



LEIPZIG / VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH

Im Jahre 1930 erscheinen die Bände 4, 5 und 6 mit je 8 Hefen. Der Abonnementspreis beträgt pro Band Rm. 28.— zuzüglich Rm. 1.60 für Porto bei direkter Zusendung für das Inland und Rm. 2.— für das Ausland. Redaktionsschluß am 10. März 1930.

Inhalt

	Seite
P. Clausing-Eindhoven (Holland), Über das Kosinusetz der Zurückwerfung als Folge des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik. (Mit 5 Figuren)	533
P. Clausing-Eindhoven (Holland), Die Formeln der Molekularströmung nach v. Smoluchowski und nach Gaede	567
Walther Gerlach-München, Wärmestrahlung oder Resonanzstrahlung der Kohlensäure? (Mit 2 Figuren)	571
Kurt Engel-Halle, Zur Theorie des Duantenelektrometers. (Mit 17 Figuren)	575
J. Stark-Großhesselohe-München, Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur. IV. Dissymmetrie der Lichtemission im Effekt des elektrischen Feldes. (Mit 8 Figuren)	607
J. Stark-Großhesselohe-München, Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur. V. Dissymmetrie der Lichtemission im axialen Effekt der Kanalstrahlen. (Mit 11 Figuren)	665

Die Redaktion der *Annalen* wird von den auf der Titelseite genannten Herren besorgt. Es wird gebeten, Manuskripte an Herrn Geh.-Rat Prof. Dr. E. Grüneisen, Marburg/L., Mainzer Gasse 33, einzusenden.

Die Redaktion bittet, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Für die Aufnahme von Dissertationen gelten besondere Bedingungen, welche vom Verlag bekanntgegeben werden.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft können die *Annalen* zu einem Vorzugspreis beziehen.

Anderweitiger **Abdruck** der für die *Annalen* bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Den zur Veröffentlichung eingereichten Abhandlungen ist die Mittheilung beizufügen, daß eine Publikation an anderer Stelle nicht erfolgt ist.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzzeichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingebören.

Bei den **Zitaten** wolle man die Abkürzungen der Zeitschriftentitel nach dem Verzeichnis wählen, welches jedem Jahrgang der „Physikalischen Berichte“ vorangestellt ist.



ANNALEN DER PHYSIK

5. FOLGE, 1930, BAND 4, HEFT 5

Über das Kosinusetz der Zurückwerfung als Folge des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik

Von P. Clausing

(Mit 5 Figuren)

§ 1. In der kinetischen Theorie der Gase begnügt man sich meistens damit, die Wirkung der Wand auf dem Gase als eine spiegelnde Reflexion oder in einigen Fällen wie eine diffuse Zerstreuung aufzufassen. Auf Einzelheiten geht man im allgemeinen nicht ein, denn es ist hinreichend, wenn man z. B. den Druck aus den Zusammenstößen der Moleküle mit der Wand berechnen will, daß das Gleichgewicht die Gleichheit des mittleren Impulses der einfallenden Moleküle und des mittleren Impulses der austretenden Moleküle fordert. Diese Gleichheit gestattet, den für die eintretenden Moleküle gewonnenen Ausdruck mit 2 zu multiplizieren, und man ist fertig mit der Wandwirkung.

Das vorhergehende gilt für fast alle Betrachtungen, worin die mittlere freie Weglänge klein angenommen ist gegen die linearen Abmessungen der Gasbehälter. Ist dieses nicht der Fall, d. h. ist die mittlere freie Weglänge von derselben Größenordnung wie die Abmessungen oder sogar viel größer, so ist es selbstverständlich, daß man die Wandwirkung näher in Betracht ziehen soll. Knudsen¹⁾, der sich besonders mit Versuchen bei sehr niedrigen Drucken beschäftigt hat, nimmt an, daß alle Moleküle nach dem Kosinusetze zerstreut werden, welche Annahme experimentell von ihm bestätigt worden ist. Gaede²⁾ hat die Knudsenschen Versuche teilweise wiederholt und gelangt zu demselben Ergebnisse. Gaede

1) M. Knudsen, Ann. d. Phys. 28. S. 75. 1909.

2) W. Gaede, Ann. d. Phys. 41. S. 289. 1913.

hebt in seiner Arbeit besonders hervor, daß das Kosinusetz eine Folge des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik ist.

Diese Gaedesche Aussage wollen wir in dieser Arbeit nochmals einer Untersuchung unterwerfen. Wir fühlen uns aus verschiedenen Gründen hierzu berechtigt.

Erstens hat man seit der Gaedeschen Publikation ganz andere Ansichten über die Wandwirkung bekommen. Man denke nur an die Langmuirsche Auffassung, daß alle einfallenden Moleküle während einiger Zeit adsorbiert werden, um später wieder zu verdampfen infolge eines Prozesses, der ganz unabhängig ist vom Einfallprozeß.

Zweitens scheint die Gaedesche Bemerkung nur wenig bekannt geworden zu sein. Allein so erklärt es sich, daß man in den späteren gaskinetischen Arbeiten dieser Sache nur geringe Aufmerksamkeit gewidmet hat und daß sich in der Literatur Aussagen vorfinden, die man nicht als streng betrachten soll. Wir nennen in dieser Hinsicht unsere Aussage im Anfange, daß das Gleichgewicht die Gleichheit des mittleren Impulses der einfallenden Moleküle und des mittleren Impulses der austretenden Moleküle fordert, und die bekannte Aussage, daß die Moleküle die Wand ohne Vorzugsrichtung verlassen.

Drittens wollen wir neben dem zweiten Hauptsatz das *Prinzip des detaillierten Gleichgewichtes* heranziehen, um zu untersuchen, welche Bedingungen dieses Prinzip der Zurückwerfung auferlegt. Das Prinzip des detaillierten Gleichgewichtes¹⁾ sagt aus, daß für jeden Elementarprozeß in einem System, das sich im Gleichgewichte befindet, die Häufigkeit

1) Man vergleiche die Übersichten bei R. H. Fowler u. E. A. Milne Proc. Nat. Acad. Amer. 11. S. 400. 1925 (A note on the principle of detailed balancing) und bei R. C. Tolman, Proc. Nat. Acad. Amer. 11. S. 436. 1925 (The principle of microscopic reversibility), und sehe weiter die Arbeit von G. N. Lewis, Proc. Nat. Acad. Amer. 11. S. 179. 1925 über „the law of entire equilibrium“. In letzterer Arbeit finden sich auch einige interessante Bemerkungen über das Nichtexistieren des zyklischen Gleichgewichtes. Auch in dem neuen Fowlerschen Buche (Statistical Mechanics, Cambridge 1929) ist diesem Prinzip große Aufmerksamkeit gewidmet. Im § 17-8 dieses Buches gibt Fowler einige Betrachtungen über die Zurückwerfung, denen unsere Überlegungen sich eng anschließen.

gleich groß ist als für den Prozeß, der den ersten restituiert (rückgängig macht).

Viertens wird diese Arbeit uns Gelegenheit bieten, in einem Zusatze mit numerischen Beispielen diese wichtige Sache so zu beleuchten, daß der Zusammenhang zwischen dem Kosinusetze und dem zweiten Hauptsatze klar hervortritt.

Zum Schluß werden wir in einem zweiten Zusatze die Literatur besprechen, die eine Bestätigung des Kosinusetzes gegeben hat.

Unsere Überlegungen, die sich nur auf Gleichgewichtszustände beziehen, fassen wir wie folgt zusammen.

Satz 1. Der zweite Hauptsatz fordert die Gültigkeit des Kosinusetzes für die Richtungsverteilung der Moleküle, die eine Wand verlassen.

Im folgenden wollen wir mit *Reflexion* im allgemeinen diejenige Zurückwerfung durch die Wand bezeichnen, wobei für jedes individuelle Molekül die Austrittsbestimmungsstücke abhängig von den Einfallsbestimmungsstücken sind, während wir sie im entgegengesetzten Falle *Zerstreuung* nennen wollen. Eine Zerstreuung nach dem Kosinusetze soll *diffus* genannt werden. Die Zerstreuung umfaßt *Adsorption* und *Emission*. Nach den Untersuchungen von Langmuir¹⁾, von Wertenstein²⁾ und vom Verf.³⁾ dauert die Adsorptionszeit⁴⁾ (d. h. die Zeit, während welcher ein Molekül adsorbiert bleibt) so lange (z. B. im Vergleich mit den Eigenschwingungszeiten der Mole-

1) J. Langmuir, Journ. Amer. Chem. Soc. 40. S. 1361. 1918.

2) L. Wertenstein, Journ. de phys. et le Radium 4. S. 281. 1923.

3) P. Clausen, Handelingen van het XXI^e Nederlandsch Natuur- en Geneeskundig Congres S. 113. 1927; Over den verblijftijd van moleculen en de strooming van zeer verdunde gassen. Diss. Leiden, Hoofdstuk II. 1928 (vgl. Phys. Ber. 9. S. 1676. 1928).

4) Diese Zeit ist bisher „Verweilzeit“ oder „Haftdauer“, im Englischen „average life on a surface“, im Französischen „vie moyenne“ und im Holländischen „verblijftijd“ oder „plaktijd“ genannt worden. Von diesen Bezeichnungen suggeriert nur „Verweilzeit“ (verblijftijd) nichts über die Weise, in welcher das Molekül in der adsorbierten Phase verweilt. Wir haben aber trotzdem die neue Bezeichnung Adsorptionszeit vorgezogen, weil diese überdies angibt, daß es sich hier um eine Adsorption handelt und nicht um einen beliebig anderen physikalischen Vorgang. (Wir denken z. B. an die Verweilzeit eines Atoms im metastabilen Zustande.)

küle), daß der Einfluß von Richtung und Geschwindigkeit beim Einfall des betreffenden Moleküls im Augenblicke der Emission ganz verschwunden ist.

Nach diesen Definitionen können wir in Analogie mit dem Kirchhoffschen Satze der Strahlungstheorie dem ersten Satze einen zweiten an die Seite stellen.

Satz 2. Das Prinzip des detaillierten Gleichgewichtes fordert, daß für jede Richtung und jede Geschwindigkeit die Anzahl der emittierten Moleküle der Anzahl der adsorbierten gleich ist.

Dieser zweite Satz, der keinen Beweis bedarf, eröffnet die Möglichkeit, daß die emittierten Moleküle einem beliebig anderen Gesetze als dem Kosinusgesetze folgen. Der erste Satz gibt aber in diesen Fällen die Kompensation in der Art, daß emittierte und reflektierte Moleküle zusammen dem Kosinusgesetze gehorchen.

Auch der zweite Satz ist schon früher ausgesprochen. Tolman gibt das folgende Langmuirsche¹⁾ Zitat.

„Since evaporation and condensation are in general thermodynamically reversible phenomena, the mechanism of evaporation must be the exact reverse of that of condensation, even down to the smallest detail.“ Es ist deutlich, daß unser zweiter Satz nur eine andere Fassung der Langmuirschen Aussage ist.

In einigen Fällen (vgl. auch Zusatz II) ist experimentell gefunden, daß der Reflexionskoeffizient (ρ) nicht wesentlich von null verschieden ist und in diesen Fällen ist die Gültigkeit des Kosinusgesetzes für die zerstreuten Moleküle zwingend. Eine Oberfläche mit $\rho = 0$ ist der Oberfläche eines schwarzen Körpers in der Strahlungstheorie ganz analog und unser erster Satz unter diesen Umständen dem Lambertschen Gesetze für den schwarzen Körper.

Wir wollen nachdrücklich hervorheben, daß man hier vor einer kinetisch unbegreiflichen Wundermaschine steht, die die Aufrechterhaltung des Kosinusgesetzes leistet. Man soll hierbei besonders bedenken, daß die emittierten Moleküle, dem Kosinusgesetze folgend, nicht mit einer gleich großen Wahrschein-

1) J. Langmuir, Journ. Amer. Chem. Soc. 38. S. 2253. 1916.

lichkeit für jede Richtung, aber mit einer sehr bestimmten Vorzugsrichtung austreten.

Denken wir an die Spaltflächen von Kristallen mit ihren regelmäßigen Orientierungen der Oberflächenatome, denen regelmäßige Orientierungen der adsorbierten Moleküle entsprechen können¹⁾, so ist uns das Kosinusetz für die emittierten Moleküle so unverständlich, daß wir folgendes annehmen möchten.

Satz 3. Jede wohl definierte, Fremdmoleküle emittierende Kristalloberfläche hat für diese Moleküle einen von Null verschiedenen Reflexionskoeffizienten, der Funktion ist von Richtung und Geschwindigkeit der einfallenden Moleküle.²⁾

§ 2. In diesem Paragraphen werden wir den ersten Satz beweisen. Weil uns dies nicht ganz streng möglich scheint, werden wir unsere Überlegung in einem ersten Zusatze zu dieser Arbeit durch Beispiele erläutern.

Betrachtet man irgendwo im Innern einer homogenen, isotropen und ruhenden Gasmenge die Richtungsverteilung der Moleküle, die durch eine kleine, ebene fingierte Fläche dS hindurchgehen, so gilt bekanntlich das Kosinusetz. Dieses Gesetz besagt: pro Zeiteinheit passieren die Fläche dS

$$(1) \quad P \cos \vartheta d\Omega dS$$

Moleküle, die eine Bewegungsrichtung haben in dem elementaren Raumwinkel $d\Omega$, der einen Winkel ϑ mit der Normale

1) Man vergleiche die von Davisson und Germer (C. J. Davisson und L. H. Germer, Phys. Rev. (2) 30. S. 705. 1927) gefundene Gasadsorption an Nickeleinkristallen und sehe besonders die Fig. 10 an aus der Arbeit von L. H. Germer (Ztschr. f. Phys. 54. S. 408. 1929), wo die regelmäßige Lage der adsorbierten Gasmoleküle zwischen den Nickelatomen schematisch angegeben ist. Auch die Arbeiten von Rupp (E. Rupp, Metallwirtschaft S. S. 446. 1929; Ztschr. f. Elektrochem. 35. S. 586. 1929), die sich u. a. mit der Lage der Thoriumatome auf einer Wolframoberfläche und der Wasserstoffatome auf einer Nickeloberfläche beschäftigen, sind in dieser Hinsicht zu erwähnen. Wir wollen aber gleich hervorheben, daß es sich hier um eine Art „permanente Adsorption“ (bei Rupp sogar um oberflächliche Absorption) handelt im Gegensatz zu der „statistischen Adsorption“, mit welcher z. B. der Verf. sich in seinen Messungen der Adsorptionszeit beschäftigt hat.

2) Beispiele einer solchen Reflexion geben die Versuche von A. Ellett, H. F. Olsen u. H. A. Zahl (Phys. Rev. [2] 34. S. 493. 1929) und die Versuche von O. Stern (Naturwissensch. 17. S. 1391. 1929).

auf dS einschließt. P ist eine Konstante. Das Kosinusetz, (1), leuchtet sogleich ein, wenn man überlegt, daß die fest gedachte Fläche dS den sich dS in einer schrägen Richtung nähernden Molekülen nur eine kleine Treffmöglichkeit bietet. dS wird besonders passiert von Molekülen mit kleinem ϑ .

Betrachtet man aber ein aus einem beliebigen Raumelemente dV herausgegriffenes Molekül, so besitzt es selbstverständlich eine gleich große Wahrscheinlichkeit für jede Richtung, d. h. das Richtungsverteilungsgesetz lautet

$$(2) \quad C d\Omega dV,$$

wobei C wieder eine Konstante ist.

Die Formeln (1) und (2) bringen das molekulare Chaos in Bezug auf die Richtungsverteilung zum Ausdruck.

Denken wir nun die fingierte Fläche dS durch ein wirkliches Oberflächenelement ersetzt, so sieht man sogleich ein, daß nur dann das molekulare Chaos bis in die nächste Nähe von dS erhalten bleibt, wenn die Moleküle dS verlassen als wäre dS noch das fingierte Flächenelement, d. h. aber, die dS verlassenden Moleküle folgen auch (1).

Wenn die dS verlassenden Moleküle nicht (1) folgten, aber einem beliebig anderen Gesetze, so würden sich jedenfalls innerhalb eines Abstandes von dS , der von derselben Größenordnung ist wie die mittlere freie Weglänge der Moleküle, Inhomogenitäten und Anisotropien des Gases ergeben. Eine vernünftige Zusammenstellung von derart beschaffenen Oberflächenelementen würde uns sicher instandsetzen, ein Perpetuum mobile der zweiten Art zu konstruieren.

In dem ersten Zusatze haben wir mit Hilfe des hypothetischen Gesetzes

$$(3) \quad \left\{ \begin{array}{l} \varrho = 0 \\ \text{und die Emission befolgt} \\ P \cos^k \vartheta d\Omega dS, k \geq 0 \end{array} \right.$$

numerische Beispiele von Inhomogenitäten (Konzentrationsunterschieden), Anisotropien (Druckabhängigkeit von der Richtung), kontinuierlicher Gasströmung und Perpetuum mobile gegeben. Man wird sich leicht überzeugen, daß wir das Ge-

biet der Gleichgewichtszustände¹⁾ hierbei niemals verlassen haben.

Andererseits wird man sehen, daß wir im Zusatze immer angenommen haben, daß die Moleküle miteinander praktisch nicht zusammenstoßen. Diese extreme Voraussetzung war notwendig, um die Sache rechnerisch zu beherrschen. Daß aber, wenn man die genannten Abweichungen konstatieren will, die mittlere freie Weglänge nicht klein sein soll gegen die linearen Abmessungen des Gasbehälters, werden wir im § 4 plausibel machen.

§ 3. Wir wollen in diesem Paragraphen unsere Überlegungen in mehr mathematischer Form noch einmal in allen Einzelheiten darlegen, damit besonders auch der zweite Satz scharf beleuchtet wird.

Wir denken hierzu ein Oberflächenelement dS in eine Gasmasse versetzt und betrachten die einfallenden und austretenden Moleküle. In der Sekunde und pro Quadratcentimeter fallen aus der Richtung ϑ , φ (φ = Azimuth) auf das Element

$$I(\vartheta, \varphi, u) \sin \vartheta d\vartheta d\varphi du = I(\vartheta, \varphi, u) d\Omega du$$

Moleküle ein, deren Geschwindigkeit zwischen u und $u + du$ liegt. Von diesen Molekülen wird der Bruchteil $\rho(\vartheta, \varphi, u)$ reflektiert und die Anzahl $A(\vartheta, \varphi, u) d\Omega du$ adsorbiert, d. h.

$$(4) \quad A = (1 - \rho) I.$$

Im allgemeinen soll man nicht eine spiegelnde Reflexion erwarten, vielmehr eine gewisse Verteilung der reflektierten Moleküle über allen möglichen Richtungen. Bezeichnen die akzentuierten Buchstaben die Bestimmungsstücke der reflektierten Moleküle, so können wir also die Gleichung

$$(5) \quad \begin{cases} \rho(\vartheta, \varphi, u) I(\vartheta, \varphi, u) d\Omega du \\ = d\Omega u \int \int \int r(\vartheta, \varphi, u, \vartheta', \varphi', u') d\Omega' du' \end{cases}$$

1) Mit Gleichgewichtszustand wird hier, wie immer, jeder Zustand bezeichnet, worin sich die meßbaren Bestimmungsstücke des Systems im Mittel nicht ändern.

hinschreiben und die Anzahl der pro Sekunde und pro Quadratcentimeter in der Richtung ϑ, φ' mit der Geschwindigkeit u' reflektierten Moleküle durch

$$(6) \quad \begin{cases} R(\vartheta, \varphi', u') d\Omega' du' \\ = d\Omega' du' \iiint r(\vartheta, \varphi, u, \vartheta', \varphi', u') d\Omega du \end{cases}$$

definieren.

Was die Emission anbelangt, können wir wegen der Unabhängigkeit der Bestimmungsstücke vor und nach der Adsorption nur die Identität

$$(7) \quad \iiint E(\vartheta, \varphi, u) d\Omega du = \iiint A(\vartheta, \varphi, u) d\Omega du$$

angeben.

Das molekulare Chaos wird zum Ausdruck gebracht durch

$$(8) \quad I(\vartheta, \varphi, u) = \psi(u) \cdot \cos \vartheta,$$

wobei nach der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung für die im Volumenelemente dV anwesenden $n dV$ Moleküle, d. h. nach

$$f(u) du dV = 4\pi n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} u^2 e^{-\frac{mu^2}{2kT}} du dV,$$

$\psi(u)$ bestimmt ist durch¹⁾

$$(9) \quad \psi(u) = \frac{u \cdot f(u)}{4\pi} = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} u^3 e^{-\frac{mu^2}{2kT}}.$$

In diesen Formeln stellen m , k und T , wie üblich, die Masse eines Moleküls, die Boltzmann'sche Konstante = Gas-konstante für ein Molekül und die absolute Temperatur dar.

Der zweite Hauptsatz der Thermodynamik fordert unter Voraussetzung von (8)

$$(10) \quad R(\vartheta, \varphi, u) + E(\vartheta, \varphi, u) = I(\vartheta, \varphi, u).$$

Weitere Bedingungen können den die Zurückwerfung charakterisierenden Größen nur aufgelegt werden durch das

1) Es gilt nämlich

$$\psi(u) \cos \vartheta d\Omega du = \frac{1}{dS} \int_0^u \frac{\cos \vartheta dS}{4\pi r^2} \cdot f(u) du \cdot r^2 d\Omega dr.$$

Prinzip des detaillierten Gleichgewichts. Eigentlich sollten wir hier vom Reziprozitätsprinzip reden. Das *Reziprozitätsprinzip* fordert nämlich für jeden Elementarvorgang in einem System, das sich im Gleichgewicht befindet, eine gleich große Häufigkeit wie für den Vorgang, der in geometrischer Hinsicht in umgekehrter Richtung verläuft.¹⁾ Für die Zurückwerfung durch eine Wand würde dieses Prinzip z. B. die Häufigkeit der Reflexion

$$(11) \quad (\dot{x} = a, \dot{y} = b, \dot{z} = c) \longrightarrow (\dot{x}' = -a, \dot{y}' = b, \dot{z}' = c)$$

gleich der Häufigkeit der Reflexion

$$(12) \quad (\dot{x} = a, \dot{y} = -b, \dot{z} = -c) \longrightarrow (\dot{x}' = -a, \dot{y}' = -b, \dot{z}' = -c)$$

verlangen.

Das Reziprozitätsprinzip ähnelt aber dem Prinzip des detaillierten Gleichgewichts, das hier nach der üblichen Fassung die Häufigkeit der Reflexion (11) gleich der Häufigkeit der (11) restituierenden Reflexion

$$(13) \quad (\dot{x} = -a, \dot{y} = b, \dot{z} = c) \longrightarrow (\dot{x}' = a, \dot{y}' = b, \dot{z}' = c)$$

fordern würde. Aber die Reflexion (13) ist offenbar ganz unmöglich an einer Wand, woran die Reflexion (11) möglich ist, und umgekehrt.

Es kommt aber auch dem Reziprozitätsprinzip ein restituierender Charakter zu. Würde nämlich (13) die Geschwindigkeitskomponenten restituieren, so restituiert (12) die Absolutwerte der Geschwindigkeitskomponenten und die Bahnstrecken. Wir haben es deshalb vorgezogen, das eigentliche Reziprozitätsprinzip als einen Sonderfall des Prinzips des detaillierten Gleichgewichts zu betrachten, dessen Grenzen noch nicht ganz scharf angebbar sind. Wir glauben auch in Übereinstimmung zu bleiben mit den Ansichten von Fowler und Milne und von Tolman, wenn wir daher aussagen:

1) Das hier für Gleichgewichte eingeführte Reziprozitätsprinzip hängt aufs engste zusammen mit dem von H. von Helmholtz ausgesprochenen Reziprozitätssatze bezüglich des Ganges von Lichtstrahlen (Handb. d. Physiolog. Optik. 1. Band. S. 197 ff. Hamburg und Leipzig 1909). Eine sehr allgemeine Fassung dieses Satzes findet sich bei Lord Rayleigh (The theory of sound. Volume 1. § 109. S. 153 ff. London 1926).

Das Prinzip des detaillierten Gleichgewichts fordert

$$(14) \quad E(\vartheta, \varphi, u) = A(\vartheta, \varphi, u)$$

und

$$(15) \quad r(\vartheta', \varphi', u', \vartheta, \varphi, u) = r(\vartheta, \varphi, u, \vartheta', \varphi', u').$$

(14) ist nichts anderes als das Analogon des Kirchhoffschen Satzes aus der Strahlungstheorie, der also nicht aus dem zweiten Hauptsatze, sondern erst aus dem genannten Prinzip hergeleitet werden kann.

Daß der zweite Hauptsatz und das Prinzip des detaillierten Gleichgewichtes ganz unabhängige Prinzipien sind, mögen wir hier noch an zwei einfachen Beispielen zeigen.

In einer Kugel, deren innerer Oberfläche das Emissionsgesetz (3) entspricht, stellt sich ein Gleichgewicht ein im Widerspruche mit dem zweiten Hauptsatze, aber im Einklang mit dem Prinzip des detaillierten Gleichgewichtes (wenn wir mindestens annehmen, daß die Moleküle gar nicht zusammenstoßen; vgl. Zusatz I, § 5).

Eine Kristallplatte aber, die die Eigenschaft hätte, die einfallenden Moleküle teilweise zu reflektieren nach dem Gesetze $\vartheta' = \vartheta$, $\varphi' = \varphi + \alpha$ ($\alpha = \text{Konstante} \neq \pi$) widerspräche nur dem genannten Prinzip, nicht aber dem zweiten Hauptsatze.

Im Falle, daß es nur spiegelnde Reflexion geben soll, vereinfacht sich die Gleichung (5) auf

$$(16) \quad \varrho(\vartheta, \varphi, u) I(\vartheta, \varphi, u) d\Omega du = R(\vartheta, \varphi + \pi, u) d\Omega du.$$

Das molekulare Chaos fordert

$$(17) \quad I(\vartheta, \varphi, u) = I(\vartheta, \varphi + \pi, u)$$

und das Prinzip des detaillierten Gleichgewichtes

$$(18) \quad \varrho(\vartheta, \varphi, u) = \varrho(\vartheta, \varphi + \pi, u).$$

Substitution von (17) und (18) in (16) ergibt

$$(19) \quad \varrho I = R.$$

Aus (4) und (19) folgt

$$(20) \quad I = R + A,$$

während der zweite Hauptsatz [vgl. (10)]

$$(21) \quad I = R + E$$

ergibt. Aus (20) und (21) folgert man wieder den Kirchhoffschen Satz

$$(22) \quad E = A.$$

Es möge aber dahingestellt werden, ob es Fälle gibt, wo es neben der Zerstreuung nur spiegelnde Reflexion gibt. Experimentell ist jedenfalls etwas dergleichen noch niemals konstatiert worden, während dagegen wohl ein Fall bekannt ist, wo eine andere Reflexion gefunden ist. Es handelt sich hier um die schon zitierten Sternschen Versuche, worin ein He-Gasstrahl an der Oberfläche eines Steinsalzkrystalles nicht nur spiegelnd reflektiert, aber auch in zwei bevorzugten Richtungen gebeugt wird.

§ 4. Am Ende des zweiten Paragraphen haben wir bei der kurzen Besprechung der Betrachtungen, die wir im ersten Satze als Erläuterung unseres ersten Satzes gegeben haben, bemerkt, daß diese Betrachtungen nicht zum gesteckten Ziele führen, wenn man die freie Weglänge klein denkt gegen die linearen Abmessungen. Diese Sache ist besonders wichtig, weil sie ergibt, daß man aus der Isotropie und Homogenität eines Gases von größerer Dichte nicht auf der Gültigkeit des Kosinusetzes für die Zurückwerfung durch eine Wand schließen kann. Nur die Unmöglichkeit, auch mit Hilfe eines Gases von sehr kleiner Dichte ein Perpetuum mobile der zweiten Art zu schaffen, fordert das Kosinusetz für die Moleküle, die eine Wand verlassen.

Wir wollen das vorhergehende begründen, indem wir folgenden Satz aussprechen, den wir in einem sehr speziellen Falle strenge beweisen, im allgemeinen aber nur plausibel machen können.

Satz 4. In einem mit Gas gefüllten Behälter, dessen verschiedenen Wandteilen verschiedene Zurückwerfungsgesetze entsprechen, stellt sich, wenn der Gasdruck so hoch ist, daß die mittlere freie Weglänge λ sehr klein ist gegen die linearen Abmessungen des Behälters, eine isotrope Verteilung der Moleküle ein mit Abweichungen nur in einer die Wand bedeckenden Schicht von einer Dicke der Größenordnung 10λ . In dieser Schicht stellt sich eine solche Konzentrations- und Richtungsverteilung ein, daß der Druck auf der Wand überall gleich groß

und im besonderen dem Drucke in der isotropen Gasmenge gleich ist.

Wir fangen an mit der Untersuchung des Gleichgewichtes eines Gases, das sich zwischen zwei konzentrischen Kugeloberflächen A und B befindet (vgl. Fig. 1). Wir setzen

$$(23) \quad \lambda \ll (r_a - r_b) \ll r_a$$

voraus und nehmen an, daß der Oberfläche A ein Austrittsgesetz entspricht der Form (3) mit $k = \infty$, d. h. daß alle Mole-

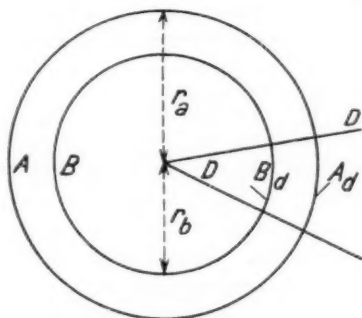


Fig. 1

küle A in senkrechter Richtung verlassen, während an der Oberfläche B ein willkürliches Zurückwerfungsgesetz gelten soll.

Wegen der Kugelsymmetrie kann man in diesem Falle mit Sicherheit behaupten, daß 1. die innere Kugel sich in einer Gleichgewichtslage befindet, also in Ruhe ist (wir können außerdem die innere Kugel befestigt denken), und 2. daß im Gase keine Strömung stattfindet. Begrenzen wir mit einer Kreiskegelfläche D , die seine Spitze im Mittelpunkte der Kugeln hat, und den beiden Kugeloberflächen einen dosenförmigen Raum, so befindet sich auch die in diesem Raume anwesende Gasmenge im Gleichgewicht, d. h. die Kräfte auf den beiden Endflächen A_d und B_d der Dose sind einander gleich. Weil aber die Oberflächen von A_d und B_d sich verhalten wie $r_a^2 : r_b^2$, kann man wegen (23) auch behaupten, daß mit beliebiger Annäherung die Drucke auf A_d und B_d einander gleich sind.

Aus demselben Grunde dürfen wir die Dose als flach auffassen und wir können die radiale Richtung als x -Richtung bezeichnen, während wir y - und z -Richtungen so denken wollen, daß sie mit der x -Richtung ein Cartesisches Koordinatensystem bilden. Wegen $k_a = \infty$ verlassen alle Moleküle A_a in senkrechter Richtung mit der mittleren Geschwindigkeit u , d. h. die y - und z -Komponenten der Geschwindigkeit sind im Anfange null. Nach einigen Zusammenstößen mit anderen Molekülen sind diese Geschwindigkeitskomponenten schon von null verschieden, während sich natürlich auch die x -Komponenten geändert haben.

Es fragt sich nun, in welchem Abstände von A_a die Moleküle durch den mittleren x -Wert praktisch nicht mehr unterschieden werden können von Molekülen, die schon viel länger her A_a verlassen haben. Um hierüber ein Urteil zu gewinnen, benutzen wir das Prinzip der Persistenz der molekularen Bewegung. Dieses Prinzip, das wir Jaeger¹⁾ und Jeans²⁾ verdanken und das in der kinetischen Theorie der Transporterscheinungen (Viskosität, Wärmeleitung und Diffusion) eine bedeutende Rolle spielt, besagt, daß ein Molekül, welches mit anderen Molekülen zusammenstößt, im Mittel nach dem Stoße noch eine Geschwindigkeitskomponente in der Richtung seiner Bewegung vor dem Stoße behalten hat. Für das Verhältnis der mittleren Geschwindigkeitskomponente nach dem Stoße zur Geschwindigkeit vor dem Stoße hat Jeans den Wert 0,406 abgeleitet. Wir könnten also annehmen, daß die A_a verlassenden Moleküle nach dem ersten Zusammenstoße nur noch eine mittlere Geschwindigkeitskomponente in der x -Richtung von 0,406 u übrig hätten. Nach einem zweiten Zusammenstoße würde sie schon auf 0,406² u gesunken sein³⁾

1) G. Jaeger, Handb. d. Phys. IX. S. 422—424. Berlin 1926.

2) J. H. Jeans, The dynamical Theory of Gases, 3. Aufl. S. 260 ff. Cambridge 1921; vgl. auch J. P. Kuenen, Die Eigenschaften der Gase S. 35 ff., Leipzig 1919.

3) Das letzte ist, streng genommen, unrichtig. Der Faktor 0,406 gibt das mittlere Verhältnis zwischen Geschwindigkeit vor dem Stoße und Geschwindigkeitskomponente in der ursprünglichen Richtung nach dem Stoße und nicht das mittlere Verhältnis der Geschwindigkeitskomponenten in einer bestimmten Richtung vor und nach dem Stoße, das wir hier eigentlich benutzen sollten.

usw. und es leuchtet ein, daß nach einer kleinen Zahl von Zusammenstößen die anfänglich hohe x -Komponente der Geschwindigkeit seinen Einfluß vollständig verloren hat.

In Wirklichkeit liegen die Verhältnisse vielleicht etwas ungünstiger, weil die A_d verlassenden Moleküle auch viele Zusammenstöße miteinander machen, bevor sie den anfänglich hohen x -Wert verloren haben. Und solchen Zusammenstößen wird sicher ein höherer Wert der Persistenz entsprechen.

Demgegenüber gibt es in der Nähe von A_d pro Kubikzentimeter mehr Moleküle, die sich in der Richtung von A_d bewegen, als Moleküle, die eine von A_d abwärts gerichtete Bewegung besitzen¹⁾, und man könnte vermuten, daß diese

1) Dies ist leicht einzusehen für die nächste Nähe von A_d ($x < \lambda$), wo jedes individuelle Molekül beim Eintritt auf A_d im Mittel während einer Zeit

$$(23a) \quad \frac{dx \int_0^\infty \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\varphi(u, \vartheta) d\vartheta du}{u \cos \vartheta}}{\int_0^\infty \int_0^{\frac{\pi}{2}} \varphi(u, \vartheta) d\vartheta du}$$

in einer Schicht der Dicke dx verweilt (u sei in dieser Note die Geschwindigkeit selbst und $\varphi(u, \vartheta) d\vartheta du$ sei das Geschwindigkeits- und Richtungsverteilungsgesetz der auf A_d einfallenden Moleküle), während dagegen beim Austritt diese Zeit

$$(23b) \quad \frac{dx \int_0^\infty \frac{\psi(u) du}{u}}{\int_0^\infty \psi(u) du}$$

mit

$$(23c) \quad \int_0^\infty \psi(u) du = \int_0^\infty \int_0^{\frac{\pi}{2}} \varphi(u, \vartheta) d\vartheta du$$

beträgt. [$\psi(u) du$ sei das Geschwindigkeitsverteilungsgesetz für die aus A_d austretenden Moleküle.] Setzt man die Gleichheit der Geschwindigkeitsverteilungen für die einfallenden und für die austretenden Moleküle, d. h.

Tatsache die Persistenz erniedrige. Alles in allem glauben wir, daß die wirkliche Persistenz nicht sehr viel von 0,406 verschieden sein wird und daß ein Wert von 0,7 sicher eine obere Grenze darstellt. Und auch mit diesem Werte wird in einem Abstände von etwa 10λ von A_d (im Mittel wird ein über einen solchen Abstand fortgeschrittenes Molekül wohl etwa 20mal gestoßen haben und $0,7^{20} = 0,00076$) keinerlei Nachwirkung der anfänglich hohen Geschwindigkeitskomponente in der x -Richtung übriggeblieben sein.¹⁾ Schon in diesem Abstände wird also die Verteilung der Richtungen und Geschwindigkeiten isotrop sein und sie wird es bleiben bis in die Nähe der Fläche B_d .

Es ist einleuchtend, daß auch an dieser Fläche eine Abweichung der Isotropie eintreten wird, daß aber auch hier in einem ziemlich kleinen Abstand von B_d schon wieder völlige Isotropie herrschen soll, so daß die beiden anisotropen Schichten durch ein großes isotropes Gebiet verbunden sind. Für alle möglichen Zurückwerfungsgesetze an den Flächen A_d und B_d wird sich ein solches isotropes Zwischengebiet finden lassen.

Man kann natürlich die ganzen Oberflächen A und B als A_d und B_d auffassen, und man sieht, daß wir für diesen speziellen Fall der beiden konzentrischen Kugeln unsern Satz bewiesen haben.

Hat man einen beliebigen Behälter, dessen verschiedenen Wandteilen verschiedene Zurückwerfungsgesetze entsprechen, so kann man die Wand in flache Elemente zerlegen, deren lineare Dimensionen groß sind gegen λ , und wohl in solcher

$$(23d) \quad \psi(u) du = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \varphi(u, \vartheta) d\vartheta du$$

voraus, so leuchtet sogleich ein, daß der Ausdruck (23a) größer ist als der Ausdruck (23b), woraus weiter das zu Beweisende leicht abzuleiten ist.

1) Zum guten Verständnis überlege man, daß auch bei dem Kosinusetze alle austretenden Moleküle eine positive \dot{x} -Komponente haben, während in einem kleinen Abstand der Oberfläche die mittlere \dot{x} -Komponente der während eines bestimmten Zeitintervalls durch die Oberfläche ausgesandten Moleküle mit beliebiger Annäherung gleich null ist.

Weise, daß jedem Elemente ein konstantes Zurückwerfungsgesetz entspricht. In einem Abstände von mindestens 10λ kann man diesen Elementen diffus zerstreuende Oberflächen gegenüberstellen¹⁾ und innerhalb dieser Oberflächen eine isotrope Molekülverteilung gegeben denken, an welcher sich die anisotropen Verteilungen in den Wandschichten kontinuierlich anschließen. Nach dem vorangehenden achten wir eine solche Aneinanderschließung höchst plausibel. Nur die schmalen Wandteile, wo die Zurückwerfungsgesetze ineinander übergehen, bieten Schwierigkeiten. Wir glauben aber, daß sich auch hier unser Satz bewähren wird.

Im allgemeinen erwarten wir also, daß bei höheren Drucken keine Druckdifferenzen und keine Strömungen des Gases eintreten würden und daß daher alle bisherigen Untersuchungen bei höheren Drucken mit Abweichungen des Kosinusgesetzes ohne mehr vereinbar sein würden.

Zusatz I

§ 5. An einigen konkreten Beispielen wollen wir in diesem Zusatze die Folgen zeigen von einer Abweichung des Kosinusgesetzes. Wir wollen annehmen, daß es gar keine Reflexion gibt, und um die Sache rechnerisch verfolgen zu können, daß es Gesetze der Richtungsverteilung für den Austritt gibt von der Form

$$(24) \quad P \cos^k \vartheta \, d\Omega \, dS.$$

Für $k = 0$ geht (24) in

$$(25) \quad P \, d\Omega \, dS$$

über, d. h. jedes Molekül verläßt die Wand, ohne sich um die Orientierung der Wand zu kümmern, abgesehen von der Beschränkung, nur in den von der Wandsubstanz freien Raum austreten zu können. Für $k = 1$ ergibt sich (1), während für $k = \infty$ nur der senkrechte Austritt möglich ist.

Denken wir erstens eine Kugel mit Radius r und mit einer inneren Oberflächenbeschaffenheit, welcher das Gesetz (24)

1) Der Raum zwischen einem solchen Elemente und der diffus zerstreuenden Oberfläche ist ein dosenförmiger, dessen Eigenschaften wir im vorangehenden untersucht haben.

entspricht. Wir denken die Kugel gefüllt mit einem Gase von solchem Drucke, daß die Moleküle nicht miteinander zusammenstoßen und fassen nun den Gleichgewichtszustand dieses Gases ins Auge.

Ist ν die Einfallsdichte (und wegen des Gleichgewichtes auch die Austrittsdichte) der Moleküle auf die innere Oberfläche, gerechnet in Anzahl Moleküle pro Quadratcentimeter pro Sekunde, so ist¹⁾ für jedes $k \geq 0$

$$(26) \quad \nu = \frac{2\pi}{k+1} \cdot P = \frac{u}{2(k+1)} \cdot \frac{4\pi P}{u},$$

in welcher Beziehung u die mittlere Geschwindigkeit der Moleküle repräsentiert. Ist x der Abstand von einem Raumelemente in der Kugel bis zum Mittelpunkte und $n(x)$ die Anzahl der Moleküle pro Kubikcentimeter an der Stelle x , so ist für $k=0$

$$(27) \quad n(x) = \left(\frac{r}{2x} \log \text{nat} \frac{r+x}{r-x} \right) \cdot \frac{4\pi P}{u},$$

für $k=1$

$$(28) \quad n(x) = \frac{4\pi P}{u},$$

für $k=2$

$$(29) \quad n(x) = \left(\frac{1}{2} + \frac{r^2 - x^2}{4rx} \log \text{nat} \frac{r+x}{r-x} \right) \cdot \frac{4\pi P}{u},$$

für $k=3$

$$(30) \quad n(x) = \left(1 - \frac{2x^2}{3r^2} \right) \cdot \frac{4\pi P}{u}$$

usw. Für gebrochenes k läßt sich die betreffende Integration nicht ausführen. Wohl aber läßt sich zeigen, daß für jedes $k \geq 0$ (also auch für gebrochenes k)

$$(31) \quad n(0) = \frac{4\pi P}{u}$$

und

$$(32) \quad n(r) = \frac{1}{k} \cdot n(0)$$

gilt und daß die Gesamtzahl der Moleküle gegeben ist durch

$$(33) \quad N = \int_0^r n(x) \cdot 4\pi x^2 dx = \frac{3}{k+2} \cdot \frac{4}{3} \pi r^3 \cdot n(0).$$

1) Wir übergehen hier in Zusammenhang mit dem problematischen Wert der Gleichungen (26) ... (36) die Ableitung derselben.

Die letzte Beziehung ist im allgemeinen (d. h. auch für gebrochenes k) nicht durch die in (33) angegebene Integration zu bekommen, eben weil sich die Funktion $n(x)$ für gebrochenes k nicht bestimmen läßt. Man kann zu deren Ableitung aber die Formel für die mittlere freie Weglänge ϱ zwischen zwei Zusammenstößen mit der Kugelwand

$$(34) \quad \varrho = \frac{N \cdot u}{4\pi r^2 \cdot v}$$

benutzen und ϱ durch direkte Integration bestimmen zu

$$(35) \quad \varrho = \frac{k+1}{k+2} \cdot 2r \cdot {}^1$$

Der Druck $p(x)$ wird in einem beliebigen Punkte x der Kugel noch abhängen von der Richtung, in welcher er gemessen wird. Es genüge hier für die radiale Richtung die Beziehung

$$(36) \quad \frac{p(r)}{p(0)} = \frac{3}{k+2}$$

zu geben, die für jedes $k=0$ gilt.

Weiter läßt sich leicht zeigen, daß das Gesetz (24), das für den Austritt gilt, auch für den Einfall der Moleküle Gültigkeit besitzt.²⁾

Die Beziehungen (26) bis (36) können einen Eindruck geben von den Verhältnissen im Kugelbehälter.

Von besonderem Interesse in dieser Hinsicht ist die Formel (32), die das Verhältnis der Konzentrationen im Mittel-

1) Dieser Kunstgriff hat uns die Identität

$$\int_0^r x \int_{(r-x)^2}^{(r+x)^2} \frac{\{v - (x^2 - r^2)\}^k}{v^{1+\frac{k}{2}}} dv dx = \frac{(2r)^{k+2}}{k+2}$$

geliefert, die wir z. B. für $k=0, 1, 2$ und 3 haben verifizieren können, die aber für jedes $k \geq 0$ gilt.

2) Diese Reziprozität gilt nur für Behälter, worin jede Sehne die Oberfläche unter zwei gleichen Winkeln schneidet (also Kugeln, zwei unendlich große parallele Platten und die unendlich lange Zylinderröhre mit kreisförmigem Querschnitt). Für solche Behälter und für alle möglichen über der Oberfläche der Behälter konstanten Zurückwerfungs-gesetze, die nur von ϑ , nicht von φ abhängen, gilt die Formel (14) schon aus geometrischen Gründen.

punkte und an der Wand gibt. Für $k = 0$ ist $n(r)$ logarithmisch unendlich groß gegen $n(0)$, und wir haben mit einer Verdichtung des Gases an der Wand zu tun. Die Moleküle laufen hauptsächlich in der Nähe der Wand. Auch für jedes andere $k < 1$ bekommt man solch eine Verdichtung; für $k = 1$ bekommt man die gleichmäßige Verteilung und für $k > 1$ tritt eine Verdünnung des Gases an der Wand ein.¹⁾

Wichtig scheint uns noch die folgende Bemerkung. In der Kugel gilt nicht der Verteilungssatz nach Maxwell-Boltzmann

$$(37) \quad \frac{n_1}{n_2} = \frac{e^{-\frac{\varphi_1}{kT}}}{e^{-\frac{\varphi_2}{kT}}},$$

der den Zusammenhang gibt zwischen den Konzentrationen an zwei Stellen, wo die potentielle Energie respektive φ_1 und φ_2 ist. Dieser Satz würde hier, wo es im Inneren der Kugel gar kein Kraftfeld gibt, eine isotrope Verteilung fordern, was offenbar nicht der Fall ist. Auch würde man nicht wissen, mit welcher n_2 man n_1 vergleichen sollte, wenn φ_1 die potentielle Energie im Adsorptionsraume der Wand und $\varphi_2 = 0$ diejenige im Inneren der Kugel darstellte.

Zum Schluß wollen wir noch an einem sehr einfachen Beispiele zeigen, wie einer Abweichung des Kosinusetzes bei niedrigen Drucken eine fortwährende Strömung des Gases entsprechen kann. Zu diesem Zwecke nehmen wir an, daß die innere Oberfläche einer Kugel so beschaffen ist, daß die untere Hälfte zurückwirft nach dem Gesetze (24) mit $k = 0$, also nach (25), während die obere Hälfte mit $k \gg 1$ operiert. Diese letzte Festsetzung bewirkt, daß die Moleküle, die die obere Kugelhälfte verlassen, hierbei fast allen an dem Mittelpunkt der Kugel in nächster Nähe vorübergehen, während die untere Hälfte fast gar keine Moleküle nach dem Zentrum zurückwirft [vgl. die Formel (32)]. Fast alle Moleküle, die die untere Hälfte verlassen, passieren somit die Trennungsfläche in der Nähe der Kugelwand, so daß sich eine kontinuierliche

1) Zwischen zwei unendlich großen, parallelen Platten gibt es keine solche Verdichtung oder Verdünnung, wie man sich leicht überzeugt.

Strömung einstellt, die Wand entlang nach oben und durch das Zentrum der Kugel nach unten zurück.

§ 6. Zweitens wollen wir einen zylindrischen Gasbehälter betrachten, in welchem ein Gas eingeschlossen ist von solcher kleinen Dichte, daß die Moleküle völlig unabhängig voneinander laufen. Wir nehmen an, daß die Länge des Behälters groß ist gegen die größte Querdimension und daß alle Wände (ausgenommen die linke Endfläche) zerstreuen nach dem Gesetze (24) mit $k = 1$. Die linke Endfläche A soll aber zerstreuen nach dem Gesetze (24) mit $k = \infty$.

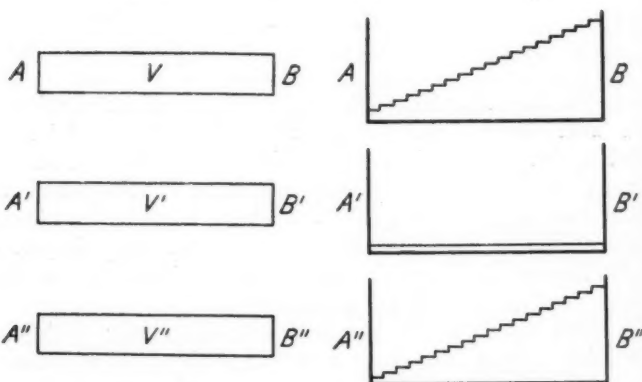


Fig. 2

Fig. 3

Wir wollen nun die Druckverhältnisse im Behälter ins Auge fassen. Der normale Druck auf einem Wandelemente wird definiert durch den Impuls, der pro Sekunde pro Quadratcentimeter in einer zum Elemente senkrechten Richtung an das Element abgegeben wird. Dieser Impuls setzt sich zusammen aus zwei Teilen, einem Teile, der herrührt von den einfallenden Molekülen und einem zweiten Teile von den austretenden Molekülen. Fragen wir nun nach den Drucken auf die beiden Endflächen, so ist es für die Betrachtung bequem, statt des einen Behälters V zwei Behälter V' und V'' einzuführen (vgl. Fig. 2). Im Behälter V' denken wir uns die Moleküle, die gerade A' verlassen haben und die (wegen $k = \infty$)

ohne Zusammenstöße mit der Zylinderwand nach B' gehen. Fallen die Moleküle auf B' ein, so werden sie aus V' genommen und auf B'' in V'' gebracht. Sie laufen von hier nach A'' , aber nun (wegen $k = 1$) nicht ohne Zusammenstöße mit der Wand; die meisten Moleküle werden sogar öfters nach B'' zurückkommen, bevor sie zum ersten Male A'' erreichen; kurz, es stellt sich in V'' eine Knudsen'sche Molekularströmung¹⁾ ein.

Alle Moleküle aber, die A'' erreichen, werden wieder so-

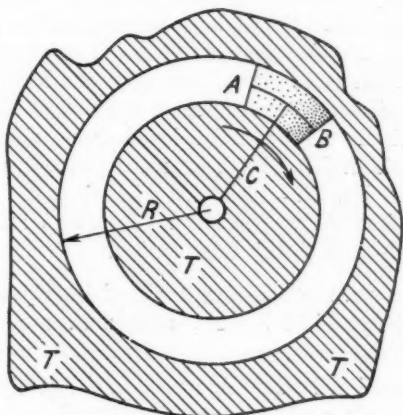


Fig. 4

gleich auf A' gebracht und fliegen von hier auf B' an, werden wieder auf B'' gebracht usw.

Es ist einleuchtend, daß die Drucke auf A' und B' einander gleich sind, daß aber der Druck auf B'' viel größer ist als der Druck auf A'' . Summieren wir die Drucke, so sieht man, daß auch auf B der Druck viel größer ist als auf A . Der tangentielle Druck auf der Zylinderwand (gerichtet von B nach A) hält den beiden ungleichen Drucke auf A und B das Gleichgewicht. In Fig. 3 haben wir die korrespondierenden Konzentrationsverhältnisse qualitativ wiedergegeben.

1) M. Knudsen, Ann. d. Phys. 28. S. 75. 1909.

Wir können nun nach diesem Prinzip der ungleichen Zerstreuungsgesetze ($k = 1$ und $k = \infty$) sehr leicht ein Perpetuum mobile der zweiten Art konstruieren (vgl. Fig. 4). Zwei Stempel sind durch eine Stange starr verbunden. Die Stempel gehen in einer Röhre, die zu einem Torus zusammengebogen ist. Der Radius R sei groß gegenüber dem gegenseitigen Abstand der beiden Stempel, so daß der Raum zwischen den Stempeln übereinstimmt mit dem soeben betrachteten Gasbehälter V . An A sei $k = \infty$, an B und an der Wand der Röhre sei $k = 1$. Die ganze Apparatur ist in einem unendlich großen Wärmebehälter eingesenkt. Die Drucke auf den beiden gekoppelten Stempeln sind ungleich und die Stempel werden sich in der Richtung der Pfeile bewegen. Die Geschwindigkeit wird sich so einstellen, daß die Druckdifferenz auf den beiden Stempeln der Reibungskraft und den Trägheitskräften einer mit Hilfe von dem Hebelarm C in Tätigkeit gesetzte Maschine das Gleichgewicht hält. Das Gas wird sich hierbei so weit abkühlen, daß die aus dem Wärmebehälter zufließende Wärme eben die vom Gase geleistete Arbeit kompensiert.

§ 7. Das vorhergehende wird sehr viel komplizierter, wenn an der Fläche A nicht $k = \infty$, aber z. B. nur einige Male größer als 1 ist.

Um eine Einsicht zu bekommen in die jetzigen Verhältnisse, spalten wir auch nun das Problem in zwei Teile, gerade wie wir das in Fig. 2 angedeutet haben; aber überdies wollen wir die Bewegung der Moleküle normieren. Wir wollen erstens die Molekularströmung von B'' nach A'' betrachten und hierbei versuchen, die Konzentrationsverteilung der nach A'' wandernden Moleküle zu bestimmen.

Ein beliebiges Molekül, das die Wand B'' verlassen hat, wird sich nach einiger Zeit irgendwo in der Röhre befinden. Es wird sich dort im Zickzack durch die Röhre bewegen und hierbei Sprünge machen in der Richtung von A'' und von B'' . Die Anzahl dieser Sprünge wird sehr groß sein. Nur deswegen, daß einige Moleküle auf die Dauer mehr Sprünge nach A'' gemacht haben als nach B'' , gibt es Moleküle, welche die Fläche A'' erreichen. Wir bezeichnen die mittlere, auf die Längsrichtung der Röhre projizierte Länge von diesen Sprüngen

nach links oder nach rechts mit l^1) und nehmen an, daß die Moleküle bei der normierten Bewegung immer über den Abstand l nach A'' oder nach B'' gehen. Es ist einleuchtend, daß in Abständen weit genug von A'' und B'' entfernt das Resultat einer solchen normierten Bewegung dasselbe ist wie das der wirklichen Bewegung, wobei zwar manchmal in einem Sprunge ein großer Abstand, z. B. nach A'' abgelegt wird, aber im Mittel auf die Dauer der Einfluß dieses großen Sprunges durch mehrere kleinere kompensiert wird. In der Nähe von B'' und A'' kommt das natürlich nicht ganz auf dasselbe hinaus, aber hier kennen wir ja bereits die Konzentrationen. In der Nähe von B'' ist sie namentlich bestimmt durch $N_B \Delta t$, die Anzahl der B'' in der Zeit Δt verlassenden Moleküle, und in der Nähe von A'' können wir sie bis auf eine kleine Korrektur gleich Null setzen.

Wir denken nun die Röhre in $q = \frac{L}{l}$ Fächer zerlegt und fragen nach c , der Anzahl der Moleküle in jedem Fache, indem wir weiter annehmen, daß die normierte Bewegung im Takt geschehe, d. h. daß zu jeder Zeit t , $t + \Delta t$, $t + 2\Delta t$, ... jedes Molekül einen Sprung der Länge l entweder nach A'' oder nach B'' macht (mit gleicher Wahrscheinlichkeit für beide Richtungen). Die gesuchte Konzentration genügt alsdann der Differenzgleichung

$$(38) \quad c_i'' = \frac{1}{2} c_{i-1}'' + \frac{1}{2} c_{i+1}''$$

mit den Randbedingungen

$$(39) \quad c_0'' = 0 \quad \text{und} \quad c_{q+1}'' = 2N_B \Delta t,$$

wobei der Index $q + 1$ auf ein fiktives Fach rechts von B'' deutet, wo eine Konzentration $2N_B \Delta t$ herrschen soll, damit in jedem Takt $N_B \Delta t$ Moleküle nach links durch B'' in die Röhre eintreten, während der Index 0 auf ein fiktives Fach links von A'' hindeutet, das keine Moleküle zurückgibt. Die Lösung der Gleichungen (38) und (39) ist

$$(40) \quad c_i'' = \frac{i}{q+1} \cdot 2N_B \Delta t,$$

wie man leicht verifiziert.²⁾

1) Eine Rechnung mit Hilfe des Kosinusetzes lehrt, daß in der Kreiszylinderröhre gerade $l = r$ ist (r = Radius der Röhre).

2) Vgl. A. Markoff, Wahrscheinlichkeitsrechnung S. 116ff. Leipzig 1912.

Man sieht aus (40), daß die Konzentration für sehr große q linear abfällt von B'' nach A'' . Die Konzentrationsverteilung nach der Formel (40) haben wir qualitativ in der Fig. 5 dargestellt.

Betrachten wir nun die Strömung von A' nach B' und die ihr entsprechende Konzentrationsverteilung.

Die Wand A' hat die Oberflächenbeschaffenheit $k > 1$ und wir können annehmen, daß ein Molekül, das A' verläßt, bis zum ersten Zusammenstoß mit der Wand im Mittel einen Abstand $s \cdot l$ in der Längsrichtung der Röhre zurücklegt. Bei der normierten Strömung denken wir in jedem Takte $N_A \Delta t$ Moleküle in das s^{te} Fach gesetzt, die sowohl nach A' wie nach B' abströmen. Die Konzentrationsverteilung genügt in Übereinstimmung mit (38)

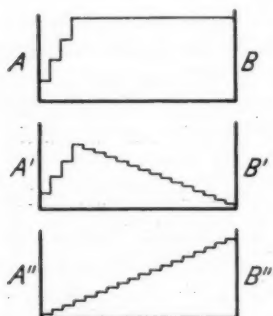


Fig. 5

$$(41) \quad c'_i = \frac{1}{2} c'_{i-1} + \frac{1}{2} c'_{i+1},$$

aber nun mit den Randbedingungen

$$(42) \quad c'_0 = 0, \quad c'_s = c'_s, \quad \text{und} \quad c'_{q+1} = 0.$$

Die Lösung dieser Gleichungen gibt

$$(43) \quad \begin{cases} \text{für } i \leq s & c'_i = \frac{i}{s} \cdot c'_s \\ \text{für } i \geq s & c'_i = \frac{q-i+1}{q-s+1} \cdot c'_s \end{cases}$$

und es erübrigt sich nur das c'_s zu bestimmen. Überlegt man, daß die betrachteten Strömungen stationär sind, so ist es einleuchtend, daß überall in der Röhre durch jeden Querschnitt in beide Richtungen die gleichen Anzahlen Moleküle gehen. Rechts in der Röhre ($i > s$) kommt diese Bedingung auf die Gleichheit der beiden Konzentrationsgefälle hinaus, d. h. nach den Gleichungen (40) und (43) auf

$$\frac{2N_B \Delta t}{q+1} = \frac{c'_s}{q-s+1}$$

oder

$$(44) \quad c'_s = \frac{q-s+1}{q+1} \cdot 2N_B \Delta t.$$

Aus den Gleichungen (40), (43) und (44) folgt zum Schluß

$$(45) \quad \begin{cases} \text{für } i \leq s & c_i = c'_i + c''_i = \frac{i}{s} \cdot 2N_B \Delta t \\ \text{für } i \geq s & c_i = c'_i + c''_i = 2N_B \Delta t, \end{cases}$$

d. h. für alle Fächer $i \geq s$ ist die Konzentration konstant, aber für $i < s$ bekommt man eine Verdünnung vor A , und man sieht sogleich (besonders wenn man s genügend groß denkt), daß auch jetzt der Druck auf A ein geringerer sein wird als auf B . Die Konzentrationsverteilungen c' und c haben wir auch in der Fig. 5 wiedergegeben.¹⁾

1) Man kann sich durch eine einfache Rechnung überzeugen, daß $N_A \Delta t = \frac{1}{s} \cdot N_B \Delta t$ ist.

Um weiter zu prüfen, wie die normierte Bewegung sich gegen die wirkliche verhält, kann man die Größen N_B und Δt ins Auge fassen. In der ganzen Rechnung ist bisher nur das Produkt dieser Größen aufgetreten, aber jetzt wollen wir es aufspalten. Es liegt auf der Hand, N_B so zu wählen, daß N_B gleich ist der Anzahl Moleküle, die B bei der wirklichen Bewegung pro Sekunde verläßt, d. h. wenn wir den Querschnitt der Röhre mit S bezeichnen

$$(45a) \quad N_B = S \cdot \frac{1}{4} n u,$$

weil

$$(45b) \quad v = \frac{1}{4} n u$$

(wie aus der kinetischen Theorie der Gase bekannt, vgl. auch die Formeln (26) und (28) für $k=1$) die Anzahl der Moleküle ist, die pro Sekunde die Oberfläche pro Quadratcentimeter treffen (n = Anzahl Moleküle pro Kubikcentimeter, u = mittlere molekulare Geschwindigkeit). Schreibt man nun die Gesamtzahl der rechts vom s ten Fache in der Röhre anwesenden Moleküle auf zweierlei Weise hin, so bekommt man mit Hilfe von (45) und (45a).

$$(q-s) \cdot 2S \cdot \frac{1}{4} n u \Delta t = \frac{q-s}{q} L \cdot S \cdot n$$

oder

$$(45c) \quad \Delta t = \frac{2L}{qu} = \frac{2l}{u}.$$

Es ist nun bemerkenswert, daß diese Δt für die kreiszylindrische Röhre wegen $l = r$ zufälligerweise übereinstimmt mit der mittleren Lauf-

Auch hier tritt also wieder eine Druckdifferenz ein, die für ein Perpetuum mobile ausgenutzt werden könnte.

Zusatz II

§ 8. In diesem Zusatze werden wir die wichtigste Literatur betrachten, die der Gültigkeit des Kosinusgesetzes gewidmet ist.

zeit der Moleküle zwischen zwei Zusammenstößen mit der Zylinderwand bei der wirklichen Bewegung, wie hier nicht näher bewiesen werden soll (vgl. Verfa. Diss. Hoofdstuk IV; Christiaan Huygens 7. S. 126. 1927 bis 1928 oder Proc. Amsterdam 30. S. 860. 1927). Wir schreiben „zufälligerweise“, weil diese Übereinstimmung im allgemeinen nicht zutrifft. Ihr würde namentlich die Gleichheit der Integrale

$$\int_{s=-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} ds \int_{\vartheta=-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} d\varphi \int_0^q \sin \vartheta \cos \vartheta d\vartheta \quad \text{und} \quad 2 \int_{s=-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} ds \int_{\vartheta=-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos \varphi d\varphi \int_0^q \sin^2 \vartheta d\vartheta$$

entsprechen (s = die Peripherie des Röhrenquerschnitts, q = die Länge einer Sehne durch die Röhre von einem Punkte dieser Peripherie in der Richtung (ϑ, φ) , während in diesem Punkte $(\vartheta = \frac{\pi}{2}, \varphi = 0)$ die Längsrichtung der Röhre anweist), und dies tritt bei beliebiger Gestalt der Peripherie sicher nicht ein.

Haben wir also für die runde Röhre Übereinstimmung erreicht in der Zahl der durch B eintretenden Moleküle und im „Takte“, so stimmt die Ergiebigkeit der normierten Strömung von B'' nach A'' noch nicht überein mit der der wirklichen Strömung von B nach A , denn die erste

ist pro Sekunde gegeben durch $\frac{\left(\frac{c_1''}{2}\right)}{dt}$, oder wie man aus (40) schließt, durch

$$(45d) \quad \frac{1}{q+1} \cdot N_B \approx \frac{1}{q} \cdot N_B = \frac{r}{L} \cdot \pi r^2 \cdot \frac{1}{4} \pi u,$$

während die zweite durch Knudsen bestimmt ist zu

$$(45e) \quad K = \frac{8r}{3L} \cdot \pi r^2 \cdot \frac{1}{4} \pi u$$

(vgl. Verfassers Diss. § 24, wo auf den Charakter des Unterschiedes zwischen der normierten und der wirklichen, durch eine Integralgleichung beschriebenen Strömung näher eingegangen wird, und Physica 9. S. 65. 1929).

An erster Stelle müssen wir Knudsen¹⁾ nennen, der sich in seinen Untersuchungen über die Molekularströmung durch zylindrische Röhren auf den Standpunkt der vollständigen diffusen Zerstreuung stellte, d. h. er nahm an, „daß jedes Molekül mit gleicher Wahrscheinlichkeit in jedem beliebigen Azimut zurückgeworfen werden kann und daß die Wahrscheinlichkeit eines gegebenen Ausfallswinkels durch das Kosinusetz gegeben ist“, und also auch, „daß die Richtung, in welcher ein Molekül aus der Wand ausgeht, von der Richtung vollständig unabhängig ist, in welcher es dieselbe trifft“. Ein rein rechnerische Prozedur ergab ihm das schon in Formel (45e) vorweggenommene Resultat (in dieser Arbeit in unserer Fassung wiedergegeben), das er weiter unter Voraussetzung der Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung experimentell prüfte und innerhalb der Versuchsfehler richtig befand.²⁾

Wir können diese Versuche betrachten als eine Messung der Reflexionskoeffizienten der Gase H_2 , O_2 und CO_2 an Glas. Die Versuche können namentlich in der Weise ein Maß für diese Koeffizienten ergeben, daß man mit Maxwell³⁾ den Teil f der einfallenden Moleküle diffus zerstreut, den Teil $\varrho = 1 - f$ spiegelnd reflektiert denkt. v. Smoluchowski⁴⁾ hat für diesen Fall die Strömungsformel:

$$(46) \quad K_e = \frac{1 + \varrho}{1 - \varrho} K$$

abgeleitet, wobei ϱ als unabhängig von der Richtung der einfallenden Moleküle vorausgesetzt ist und K durch (45e) bestimmt ist.

Die Knudsenschen Versuche sind von Gaede⁵⁾ mit H_2 und N_2 wiederholt worden und bei Drucken unterhalb 0,001 mm Hg durchaus bestätigt. Oberhalb 0,001 mm Hg bekam er eine

1) M. Knudsen, Ann. d. Phys. 28. S. 75. 1909; 35. S. 389. 1911.

2) Es ist leicht einzusehen, daß es unendlich viele Zurückwerfungsgesetze gibt, die zu demselben Resultate (45e) führen wie das Gesetz (1). Wir brauchen uns um diese Sache aber nicht zu kümmern, gerade weil alle anderen Gesetze als (1) dem zweiten Hauptsatz widersprechen und daher ausgeschlossen sind.

3) J. C. Maxwell, Scientific Papers II. S. 704ff. Paris 1927.

4) M. v. Smoluchowski, Ann. d. Phys. 33. S. 1559. 1910.

5) W. Gaede, Ann. d. Phys. 41. S. 289. 1913.

kleinere Ergiebigkeit der Strömung als nach dem Kosinus-gesetze zu erwarten. Er suchte dies zu erklären durch die Annahme einer Gashaut an der Glaswand der Röhre. Diese Gashaut sollte das Kosinusgesetz einigermaßen verletzen in der Art, daß die senkrechte Austrittsrichtung relativ bevorzugt werden sollte. Diese Annahme würde wirklich auch eine kleinere Strömungsergiebigkeit erwarten lassen, aber überdies eine Abstoßung zwischen zwei freibeweglichen parallelen Platten, sobald der Druck so erniedrigt werden sollte, daß die mittlere freie Weglänge groß gegen den gegenseitigen Abstand der Platten wurde. Gaede hat auch versucht, diesen Druckeffekt zu bestimmen mit einer empfindlichen Wage, aber seine Beobachtungen ließen nichts von einem Druckeffekte erkennen, so daß er nur schließen konnte, der Effekt sei jedenfalls 1000 mal kleiner als er auf Grund theoretischer Überlegungen erwartet hatte. Um diese Diskrepanz zu erklären, nahm Gaede an, „daß die Glasoberfläche außer den *molekularen* Unebenheiten noch *mechanische*, ultramikroskopisch kleine Unebenheiten besitzt, welche vollkommen unregelmäßig verteilt sind. Bei höheren Gasdrucken sind nur die molekularen Unebenheiten mit einer Gashaut zugedeckt, deren Dichtigkeit nach dem Gasraum zu stetig abnimmt . . . Obgleich der senkrechte Reflexionswinkel aus der Gashaut der bevorzugte ist, werden dennoch die Bewegungsrichtungen senkrecht zur Gesamfläche nicht überwiegen können, weil die mechanischen Unebenheiten eine regellose Zerstreuung der Moleküle bewirken. Trifft ein Strahl von Molekülen schräg auf eine Platte, so wird der Molekülschwarm auf diejenigen Teile der mechanischen Unebenheiten aufreffen, deren Fläche der Strahlrichtung zugekehrt ist. Sind die mechanischen Unebenheiten mit einer Gashaut überzogen, so verlassen die Moleküle die Fläche vorzugsweise senkrecht zu den Teilen der mechanischen Unebenheiten, welche von den Molekülen getroffen sind, oder welche der Strahlrichtung des Molekülschwarmes zugekehrt sind. Die Moleküle werden somit vorzugsweise nach der Richtung, aus welcher dieselben gekommen sind, das ist in der Einfallrichtung, zurückgeworfen. Wie leicht einzusehen ist, hat dies zur Folge, daß in dem oben gegebenen Beispiele die einseitigen Molekülanhäufungen in einem Rohr sich weniger rasch ausgleichen und die Strö-

mungsgeschwindigkeit somit langsamer ist, als wenn die Moleküle ganz unabhängig vom Einfallswinkel reflektiert würden.“

Rechnerisch verfolgte er diesen Gedanken dadurch, daß er die Strömungsergiebigkeit berechnete für den Fall, daß ein einfallendes Molekül die Wahrscheinlichkeit f besitzt, um diffus zerstreut zu werden und die Wahrscheinlichkeit $z = 1 - f$, um in seiner Einfallsrichtung zurückgeworfen zu werden. Obwohl diese Annahme an und für sich wenig plausibel ist¹⁾, kann sie doch, über vielen Molekülen gemittelt, der Wirklichkeit einigermaßen entsprechen und man kann jedenfalls angeben, mit welchen Werten von z die Versuche übereinstimmen. Die Gaedesche Rechnung ergibt

$$(47) \quad K_z = \frac{1-z}{1+z} K$$

für die Ergiebigkeit in Anzahl Moleküle pro Sekunde und er fand aus seinen Versuchen über die Strömung des Wasserstoffs durch einen engen Spalt, daß z unter geeigneten Umständen den großen Wert 0,45 annehmen konnte.²⁾

Es ist noch hervorzuheben, daß unter Gleichgewichtsverhältnissen (also wenn keine Strömung stattfindet) die Gaedesche „ z -Hypothese“ im Einklang steht mit dem Kosinusgesetz für alle Moleküle zusammen, so daß diese Hypothese auch wirklich die genannte Diskrepanz beseitigt.³⁾

Gegen die „Gashaut-hypothese“ möchten wir einwenden, daß es nicht deutlich ist, wie die Existenz einer solchen Haut

1) R. H. Fowler (Statistical Mechanics S. 456. Cambridge 1929) erachtet eine solche Reflexion „physically unacceptable“.

2) Es ist bemerkenswert, daß man die Gaedesche Zurückwerfung als spiegelnde Reflexion mit negativem Reflexionskoeffizienten auffassen kann, denn (46) geht durch die Substitution $\varphi = -z$ in (47) über. Daß man die Formeln (46) und (47) leicht mit einer Diffusionsbetrachtung beweisen kann, haben wir in einer dieser Arbeit folgenden Notiz gezeigt.

3) C. Coolman (Phil. Mag. [7] 7. S. 504. 1929) hat aus den schon zitierten Gaedeschen Wageversuchen gefolgert, daß eine trichterförmige Öffnung in einer Platte eine Bewegung des Gases in einer bevorzugten Richtung hervorrufen möchte. Wenn man aber mit der Gaedeschen Erklärung der genannten Diskrepanz einstimmt, so ist es nun deutlich, daß die Coolmansche Folgerung falsch ist. Coolman hat übrigens mit einer Art Radiometer, dessen Platten mit feinen trichterförmigen Löchern versehen waren, auch keinen Effekt finden können, wie auch ohnehin aus dem zweiten Hauptsatze zu erwarten war.

von genügender Dichte in Übereinstimmung zu bringen ist mit den wahrscheinlich sehr kleinen Adsorptionszeiten [man denke nur an die unmeßbar kleine Adsorption von H_2 selbst bei einer Temperatur von $90^\circ K^1)$], wo durch die Gaedeschen Versuche bei den niedrigsten Drucken die Existenz einer Haut eines fremden Gases ausgeschlossen scheint.

Klar betont Gaede auf Grund des zweiten Hauptsatzes die Unmöglichkeit von Zurückwerfungsgesetzen, „nach welchen der Aktionsdruck der ohne Vorzugsrichtung auftreffenden Moleküle²⁾ verschieden wird von dem Reaktionsdruck der reflektierten Moleküle“. An einem sehr einfachen Beispiele gibt er auch an, wie man mit Flächen, denen verschiedene Zurückwerfungsgesetze entsprechen würden, leicht ein Perpetuum mobile konstruieren könnte. Er schließt: „Wegen der Unmöglichkeit eines Perpetuum mobile ist es daher ausgeschlossen, daß die Moleküle in einer Vorzugsrichtung reflektiert werden, die senkrecht ist oder sonst irgendeinen bestimmten von der Einfallstrichtung unabhängigen Winkel zur Reflexionsebene bildet.“

§ 9. Wir wollen in diesem Paragraphen die direkten experimentellen Prüfungen des Kosinusetzes besprechen und in dieser Hinsicht an erster Stelle die Untersuchungen von Wood und Knudsen erwähnen.

Wood³⁾ ließ einen Strahl von Hg-Molekülen auf eine Platte einfallen, die in der Mitte einer Glaskugel aufgestellt war, und beobachtete den zurückgeworfenen Niederschlag auf der Kugeloberfläche. Im großen und ganzen fand er das Kosinusetz bestätigt, nur für großen Einfallswinkel fand er eine kleine Abweichung in der Weise, daß die Zone gerade über der Fläche der Platte vom Niederschlage frei war. In einer späteren Arbeit⁴⁾ fand er aber mit Cadmium keine Abweichung.

1) I. Langmuir, Journ. Amer. Chem. Soc. **40**. S. 1361. 1918.

2) Diese Aussage ist nicht ganz richtig; keine Vorzugsrichtung haben nur die Moleküle im Raume, wie wir schon in § 2 dargetan haben.

3) R. W. Wood, Phil. Mag. [6] **30**. S. 300. 1915.

4) R. W. Wood, Phil. Mag. [6] **32**. S. 364. 1916.

Knudsen¹⁾ hat die Versuche von Wood wiederholt und auch eine solche freie Zone gefunden, die aber nach längerer Zeit bei fortgesetztem Versuche schmäler war, woraus er schloß, daß hier nur eine Kondensationserscheinung, nicht eine Abweichung des Kosinusgesetzes vorlag.

Langmuir²⁾ schreibt diese *scheinbare* Abweichung des Kosinusgesetzes in den Woodschen Versuchen der exponentiellen Zunahme der Lichtabsorption bei linearer Zunahme der Schichtdicke zu.

Bei diesen Versuchen wurde die Kugeloberfläche gerade wegen des Kosinusgesetzes ungleichmäßig bedeckt. Nun bietet die Vermittlung der relativen Dicke eines solchen Niederschlages bekanntlich große Schwierigkeiten, und es war deshalb eine bedeutende Verbesserung der Methode, wenn Knudsen das strahlende Flächenelement in die Kugeloberfläche selbst verlegte. Eine einfache Rechnung zeigt namentlich, daß dann bei Gültigkeit des Kosinusgesetzes die ganze Kugeloberfläche gleichmäßig bedeckt werden soll, so daß man nur auf Unterschiede in der Dicke des Niederschlages zu achten hat. Für Quecksilber fand er innerhalb der noch ziemlich großen Versuchsfehler das Kosinusgesetz an der Glaswand bestätigt.

Auch in seinen Untersuchungen über die Verdampfung von Schwefel-, Zink-, Silber- und Antimonglanzkrystallen fand Knudsen³⁾ das Gesetz bestätigt. Diese Kristallflächen nahmen aber während der Verdampfung eine körnige Struktur an und hieraus erklärt sich hinlänglich, „daß die Molekülaussendung sich nicht auf einzelne bevorzugte Richtungen „beschränkt“. Knudsen fährt weiter fort wie folgt.

„Daß bei der Aussendung der Atome von einer Kristallfläche gar keine speziellen Richtungen bevorzugt sein werden, daß aber das Kosinusgesetz eine exakte Gültigkeit besitzen muß, ist eine Folge der Annahme, daß das Molekül, wenn ein Dampfmolekül die feste Phase desselben Stoffes trifft, mit der Wahrscheinlichkeit null zurückgeworfen werden wird. Dieses

1) M. Knudsen, Ann. d. Phys. 48. S. 1113. 1915.

2) I. Langmuir, Journ. Amer. Chem. Soc. 38. S. 2259. 1916.

3) M. Knudsen, Ann. d. Phys. 52. S. 105. 1917. Vgl. auch eine Übersicht der Knudsenschen Messungen in Le Livre de cinquantenaire de la société française de physique S. 144 ff. Paris 1925.

Gesetz wurde bisher nur als gültig bei Quecksilber, Zink und Cadmium und als mit großer Genauigkeit gültig nachgewiesen. Nimmt man die Allgemeingültigkeit des Gesetzes an, so ist unmittelbar einleuchtend, daß das Kosinusgesetz für die Verdampfung von einer Kristallfläche aus gelten muß, die mit dem gesättigten Dampf des Kristalls im Gleichgewicht ist. Für die einfallenden Atome gilt das Kosinusgesetz, da muß es auch für die verdampfenden gelten, denn sonst könnte kein Gleichgewicht vorliegen.“

Wiewohl diese letzte Schlußfolgerung vielleicht gut beabsichtigt ist, glauben wir doch, daß sie an und für sich falsch ist.

Gerade wie wir in § 5 gezeigt haben, daß sich bei sehr niedrigen Drucken Gleichgewichtszustände einstellen können, die anderen Gesetzen entsprechen als dem Kosinusgesetz, erwarten wir auch, daß bei höheren Drucken jedem willkürlichen Zurückwerfungsgesetz ein Gleichgewichtszustand entspricht (vgl. § 4). Dies scheint uns eigentlich eine selbstverständliche Sache. Ist doch das Zurückwerfungsgesetz das primär gegebene, wonach sich der Gleichgewichtszustand nur einzustellen hat.¹⁾

In der allerletzten Zeit hat Bonét-Maury²⁾ in sehr hübscher Weise das Kosinusgesetz für die Verdampfung des Poloniums von einer Unterlage aus Nickel bestätigt. Die monomolekular ausgebreitete Poloniumquelle, die weniger als $1,2 \cdot 10^{15}$ Atome pro Quadratcentimeter enthielt, sandte bei Heizung der Unterlage diese Atome nach einer gekühlten Kupferfläche aus, worauf sie alle kondensierten. Die Aktivitätsmessung der verschiedenen kreisförmigen Zonen um das Kondensationszentrum, die durch geeignete Abschirmung leicht ausführbar war, ergab innerhalb 2 Proz. die Gültigkeit des Kosinusgesetzes. Diese Prüfung des Gesetzes scheint uns unter den bisherigen die zuverlässigste, gerade weil im Niederschlag die Poloniumatome durchaus frei (d. h. sehr weit auseinander)

1) Ebenso glauben wir, daß die Jaegersche Auffassung (G. Jaeger, *Handbuch der Physik* 9. S. 343. Berlin 1926) unrichtig ist. Auch dieser meint, daß es zur Aufrechthaltung der sichtbaren Ruhe des Gases notwendig ist, „daß die Bewegungsrichtungen der reflektierten Moleküle im Durchschnitt ebenso im Raum verteilt sind wie jene der auftreffenden, ...“

2) P. Bonét-Maury, *Ann. de phys.* [2] 11. S. 253. 1929.

auf der nicht-radioaktiven Unterlage liegen und eine Aktivitätsmessung daher genau die Anzahl der Poloniumatome an einer bestimmten Stelle gibt.

Man muß aus dem Bonét-Mauryschen Versuche den Schluß ziehen, daß die geheizte Nickelunterlage der Poloniumquelle einen Reflexionskoeffizienten für Polonium besitzt, der unabhängig vom Einfallswinkel (z. B. durchaus gleich null) ist.

§ 10. In den vorangehenden Paragraphen haben wir also gezeigt, wie etwa alle experimentellen Prüfungen innerhalb der Versuchsfehler das Kosinusgesetz bestätigt haben. Nur bei höheren Drucken fand Gaede eine Abweichung, die er durch eine teilweise Zurückwerfung in der Einfallsrichtung erklären sollte, um mit seinen Wageversuchen im Einklang zu bleiben.

Man könnte in diesen Versuchen also eine Andeutung sehen gegen unseren dritten Satz. Wir möchten diesen Satz aber behaupten auf Grund davon, daß es niemals gelungen ist, das Kosinusgesetz zu verifizieren für die Zurückwerfung durch eine gut definierte Oberfläche, und daß man gerade in den zitierten Untersuchungen sehr weit von einer solchen Oberfläche entfernt war.

In ihren Untersuchungen über die Adsorption von organischen Dämpfen durch jungfräuliches Glas und durch Glas, das schon in Berührung mit Wasser gewesen ist, haben Frazer, Patrick und Smith¹⁾ gefunden, daß das jungfräuliche Glas nur eine geringe (monomolekulare) Adsorption zeigt, während an dem getrockneten Glase eine Adsorption in polymolekularer Schicht eintritt, die sie zu erklären suchen durch eine Auflockerung der Glaswand. Das Wasser löst leicht einige Bestandteile aus dem Glase unter Zurücklassung eines Gerüstes aus unlöslichem Material.

Wir glauben daher, daß in allen bisherigen Versuchen mit Glas als Zurückwerfungswand mit einer solchen aufgelockerten Oberfläche gearbeitet ist, und daß dieses Gerüst für die Zurückwerfung etwa wirkt als eine Art Gasschicht, welcher auch für den Austritt der Moleküle das Kosinusgesetz

1) J. C. W. Frazer, W. A. Patrick u. H. E. Smith, Journ. Phys. Chem. **31**. S. 897. 1927; vgl. auch G. H. Latham, Journ. Amer. Chem. Soc. **50**. S. 2987. 1928.

entspricht. Weiter wird einer teilweisen Reflexion an den Elementen des Gerüsts praktisch keine „Reflexion“ entsprechen an einer fiktiven Ebene, die das Gerüst gerade bedeckt.

Daß eine Auflockerung auch die Knudsen'schen Versuche mit der Kristallverdampfung beeinflusst hat, haben wir schon im vorigen Paragraphen hervorgehoben. Zu erwähnen bleibt nur noch die Erfahrung von Bonét-Maury, daß die Nickelunterlage der Poloniumquelle bei elektrochemischer Herstellung eine leichte Mattigkeit zeigte, die er aus einer Einwirkung von Chlor während der Herstellung erklärt. Leider ist nicht angegeben, ob die erwähnten Versuche auch wirklich mit diesen so hergestellten Quellen ausgeführt worden sind.

Zusammenfassung

Das Kosinusetz für die Moleküle, die eine Wand verlassen, ist eine Folge des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik (Satz 1). Das Prinzip des detaillierten Gleichgewichts fordert die Gleichheit von Adsorption und Emission von Molekülen für jede Richtung (Satz 2). So leicht verständlich das Kosinusetz also in thermodynamischer Hinsicht ist, so schwer verständlich ist es kinetisch, daß Reflexion und Emission einander zum Kosinusetz ergänzen, und daß, wenn es keine Reflexion gibt, die Emission allein dem Kosinusetz folgt. Die beiden Sätze werden in den ersten drei Paragraphen eingehend erörtert und in dem Zusatz I erläutert. In diesem Zusatze handelt es sich um numerische Beispiele von Abweichungen des zweiten Hauptsatzes, hervorgerufen durch eine Zurückwerfung, der die Form $P \cos^k \vartheta d\Omega dS$ entspricht.

In § 4 wird gezeigt, daß Abweichungen des Kosinusetzes nur deshalb unzulässig sind, weil man auch in Räumen, deren lineare Abmessungen etwa von der Größenordnung der mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle sind, die Gültigkeit des zweiten Hauptsatzes voraussetzen soll.

In dem Zusatz II haben wir die Literatur der Versuche über das Kosinusetz eingehend besprochen.

Eindhoven, Natuurkundig Laboratorium der N. V. Philips Gloeilampenfabrieken, Januari 1930.

(Eingegangen 23. Januar 1930)

**Die Formeln der Molekularströmung
nach v. Smoluchowski und nach Gaede¹⁾**

Von P. Clausing

Man denke zwei Behälter durch eine kreiszylindrische Röhre (Länge = L , Radius = r) verbunden. Der linke Behälter enthalte n Moleküle pro cm^3 (mit einer mittleren Geschwindigkeit u), der rechte Behälter sei leer. Das Gas strömt durch die Röhre und man kann, wenn die Behälter sehr groß sind und die Röhre sehr eng ist, annehmen, daß sich ein stationärer Strömungszustand einstellt, wobei während langer Zeit die Drucke in den beiden Behältern sich praktisch nicht ändern. Nimmt man überdies an, daß L und die freie Weglänge im linken Behälter groß sind gegen r und daß weiter die Wand der Röhre alle einfallenden Moleküle diffus zerstreut, d. h. zerstreut nach dem Kosinusetze, so findet man für die Strömungsergiebigkeit K (in Anzahl Moleküle, die pro Sekunde in das zweite Gefäß einströmt):

$$(1) \quad K = \frac{8r}{3L} \cdot \pi r^2 \cdot \frac{1}{4} n u.$$

Diese Formel für die „Knudsen'sche Molekularströmung“, die wir hier in unserer Fassung gegeben haben, kann man wie folgt lesen: $\frac{1}{4} n u$ ist (nach der kinetischen Theorie der Gase) die Anzahl Moleküle, die pro Sekunde im linken Behälter das Quadratcentimeter trifft. $\pi r^2 \cdot \frac{1}{4} n u$ ist also die Anzahl Moleküle, die pro Sekunde links in die Röhre einfällt. Der Faktor $8r/3L$ ist also nichts anderes als die Durchlaufwahrscheinlichkeit, d. h. die Wahrscheinlichkeit, daß ein links einfallendes Molekül in das rechte Gefäß gelangt, ohne in das linke zurück gewesen zu sein.

1) Diese Notiz gibt neue Beweise für die Formeln (46) und (47) aus der vorangehenden Arbeit (Ann. d. Phys. [5] 4. S. 533. 1930). Auf diese Arbeit sei verwiesen für die Literatur.

Die Maxwellsche Hypothese, daß nur der Bruchteil f der einfallenden Moleküle diffus zerstreut wird, während der Bruchteil $\varrho = 1 - f$ spiegelnd reflektiert wird, führt, wie v. Smoluchowski gezeigt hat, zu einer größeren Strömungsergiebigkeit

$$(2) \quad K_{\varrho} = \frac{1 + \varrho}{1 - \varrho} K.$$

In analoger Weise hat Gaede den Fall untersucht, daß ein Bruchteil $z = 1 - f$ in der Einfallsrichtung zurückgeworfen wird, während der Bruchteil f wieder diffus zerstreut wird. Für diesen Fall hat Gaede die Formel

$$(3) \quad K_z = \frac{1 - z}{1 + z} K$$

berechnet.

Es ist nun unsere Absicht, durch eine einfache Diffusionsbetrachtung die beiden Formeln (2) und (3) in durchsichtiger Weise abzuleiten.

In dieser Ableitung, die an erster Stelle für (2) niedergeschrieben ist, haben wir in eckigen Klammern die Symbole, Formeln und Worte eingefügt, die die unmittelbar vorangehenden Symbole, Formeln und kursivierten Worte ersetzen sollen, um die Ableitung von (3) zu geben.

Ein Molekül irgendwo in der Röhre kann zwischen zwei diffusen Zerstreuungen 0, 1, 2, 3... mal hintereinander *spiegelnd reflektiert* [in seiner Einfallsrichtung zurückgeworfen] werden und legt dann im Mittel respektiv einen bestimmten Abstand $l, 2l, 3l, 4l, \dots [l, 0, l, 0, \dots]$ in der Längsrichtung der Röhre ab. Wir wollen sagen, daß ein solches Molekül sich respektiv in der a -, b -, c -, d -, ... Klasse befindet. Betrachten wir ein beliebig herausgegriffenes Molekül in der Röhre, so ist die Wahrscheinlichkeit, daß das Molekül ein a -Molekül ist, ff , daß es ein b -Molekül ist, $2f\varrho f [2fzf]$, denn die Wahrscheinlichkeit, daß das Molekül eine diffuse Zerstreuung hinter dem Rücken und eine *spiegelnde Reflexion* [Zurückwerfung in der Einfallsrichtung] und darauf folgende diffuse Zerstreuung durchzumachen hat, ist $f\varrho f [fzf]$, während die Wahrscheinlichkeit, daß das Molekül eine diffuse Zerstreuung und darauf folgende *spiegelnde Reflexion* [Zurückwerfung in der Einfallsrichtung] hinter dem Rücken und eine diffuse Zerstreuung

durchzumachen hat, auch durch $f \varrho f [f z f]$ gegeben ist, usw. Die relativen Anzahlen der a -, b -, c -, d -, ... Moleküle betragen somit

$$(4) \quad \begin{cases} f^2, 2f^2 \varrho, 3f^2 \varrho^2, 4f^2 \varrho^3, \dots \\ [f^2, 2f^2 z, 3f^2 z^2, 4f^2 z^3, \dots] \end{cases}$$

Man überzeugt sich leicht, daß $f^2 + 2f^2 \varrho + 3f^2 \varrho^2 + \dots = 1$ ist, wie es auch sein soll. In denselben Verhältnissen (4) fallen die a -, b -, c -, d -, ... Moleküle auf ein Flächenelement der Röhre ein. Betrachten wir diese einfallenden Moleküle, so wartet aller a -Moleküle, $\frac{1}{2}$ der b -Moleküle, $\frac{1}{3}$ der c -Moleküle, $\frac{1}{4}$ der d -Moleküle, ... eine diffuse Zerstreung. Beim Einfall wechseln die meisten Moleküle von Klasse, aber auch unter den diffus austretenden Molekülen gibt es Bruchteile

$$f^2, f^2 \varrho, f^2 \varrho^2, f^2 \varrho^3, \dots [f^4, f^2 z, f^2 z^2, f^2 z^3, \dots]$$

von a -, b -, c -, d -, ...-Molekülen.

Es ist einleuchtend, daß man die Strömung nicht ändert, wenn man die diffus zerstreuten identischen Moleküle untereinander so verwechselt, daß jedes dieser Moleküle in seiner Klasse bleibt. Wir bekommen alsdann eine Superposition von a -, b -, c -, d -, ...-Teilströmungen mit den relativen Konzentrationen (4). Betrachtet man diese Teilströmungen als eindimensionale Diffusionsvorgänge, was wegen $L \gg r$ gestattet ist, so ist es leicht einzusehen, daß die Diffusionskonstanten sich verhalten wie

$$(5) \quad \begin{cases} 1:2:3:4:\dots \\ [1:0:\frac{1}{3}:0:\dots] \end{cases}$$

Betrachtet man namentlich z. B. ein Molekül der b -Klasse, so ist der mittlere Abstand, den ein Molekül zwischen zwei diffusen Zerstreungen in der Längsrichtung der Röhre zurücklegt, *das zweifache des mittleren Sprunges eines a -Moleküls* [gleich null, weil das Molekül gerade in die Austrittsstelle zurückgekehrt ist]. Die mittlere Geschwindigkeit ist aber für ein b -Molekül gleich der mittleren Geschwindigkeit eines a -Moleküls und die Diffusionskonstante, die sich, abgesehen von einem Zahlenfaktor, als Produkt des mittleren Sprunges und der mittleren Geschwindigkeit ergibt, wird also für die b -Moleküle den doppelten Wert annehmen. Für die c -Mole-

küle gilt ähnliches und man wird den dreifachen Wert für die Diffusionskonstante finden [ist der zwischen zwei diffusen Zerstreuungen zurückgelegte Weg gleich dem Wege eines a -Moleküls, aber durch das Hin- und Herlaufen braucht ein c -Molekül hierzu dreimal so viel Zeit als ein a -Molekül, so daß die Diffusionskonstante für die c -Strömung auf ein Drittel gefallen ist], usw.

Zum Schluß folgt aus (4) und (5):

$$(6) \quad \begin{cases} K_e/K = f^2 + 2f^2 \rho \cdot 2 + 3f^2 \rho^2 \cdot 3 + 4f^2 \rho^3 \cdot 4 + \dots \\ [K_s/K = f^2 + 2f^2 z \cdot 0 + 3f^2 z^2 \cdot \frac{1}{3} + 4f^2 z^3 \cdot 0 + \dots], \end{cases}$$

woraus durch Summation die Formeln (2) und (3) direkt hervorgehen.

Zum Schluß möchten wir bemerken, daß die Formeln (2) und (3) auch gelten für lange Zylinderröhren mit beliebigem Querschnitt, wie man sich, besonders im Falle von (3), leicht überzeugt. K ist dann nur nicht durch (1) bestimmt, sondern durch die entsprechende Formel von v. Smoluchowski

$$(7) \quad K = \frac{1}{4L} \int_s^{\frac{\pi}{2}} \int_s^{\frac{\pi}{2}} \rho^2 \cos \vartheta \, d\vartheta \, ds \cdot \frac{1}{4} n u$$

mit s = Umriß des Querschnitts, ρ = Sehne des Querschnitts und ϑ = Winkel zwischen ρ und der Normale auf dem Elemente ds des Querschnitts.

Eindhoven, Natuurkundig Laboratorium der N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Januar 1930.

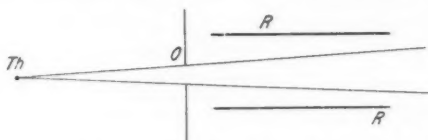
(Eingegangen 23. Januar 1930)

Wärmestrahlung oder Resonanzstrahlung der Kohlensäure?

Von Walther Gerlach

(Mit 2 Figuren)

Im Jahre 1913 hat W. T. David¹⁾ darauf hingewiesen, daß die Versuche F. Paschens²⁾ über die Strahlung erhitzter Kohlensäure nicht eindeutig für eine direkte thermische Emission des



Schematische Zeichnung von Paschens Versuchsanordnung

Fig. 1

Gases sprechen. In Fig. 1 stelle R das Heizrohr dar, welches mit CO_2 gefüllt ist. Durch die Öffnung O mißt das Thermoelement Th die Strahlung des Gases. Durch Zwischenschaltung eines Spektrometers wird die Lage der Emissionsbanden bestimmt, welche sich angenähert an der Stelle der Absorptionsbanden der kalten Kohlensäure fanden.

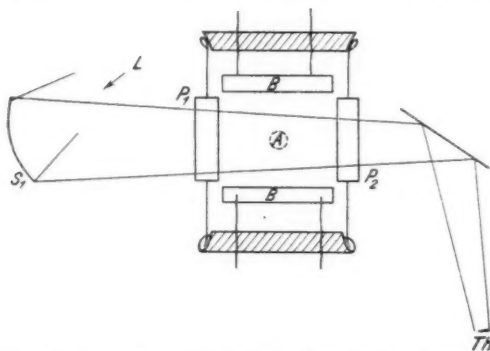
David schließt nun: da die Kohlensäure die Strahlung von den Wänden des Rohres R absorbiert, sendet sie diese Strahlung unter Wahrung der Wellenlänge wieder als „Resonanzstrahlung“ aus.

Die im folgenden beschriebenen Versuche liefern den Beweis, daß *die in Kohlensäure absorbierte Strahlung in Wärmeenergie umgesetzt wird und nicht in Resonanzstrahlung.*

1) W. T. David, Phil. Mag. (VI) 25. S. 256. 1913.

2) F. Paschen, Wied. Ann. 50. S. 409. 1893; 51. S. 1. 1894; 52. S. 209. 1894.

Die Versuchsanordnung ist in Fig. 2 dargestellt. In die Wand eines Messingrohres von 4 cm Durchmesser sind zwei gegenüberliegende Öffnungen von je 2 mal $2\frac{1}{2}$ cm² eingeschnitten und mit klaren Steinsalzplatten P_1 , P_2 versehen. Das Rohr ist innen zur Vermeidung diffuser Strahlung mit Ruß geschwärzt. Es hat einen zu Pumpe, Manometer und Gasvorräten (trockene CO_2 bzw. trockene und CO_2 -freie Luft) führenden Ansatz (A). Die Strahlung einer CO_2 -haltigen Strahlungsquelle L wird durch einen Hohlspiegel S_1 durch



Versuchsanordnung: L Strahlungsquelle, S_1 Hohlspiegel, P_1 , P_2 Steinsalzplatten, BB die beiden Bolometer, Th Thermosäule

Fig. 2

den Gasraum geleitet. Als Strahlungsquelle dient eine Bunsenflamme, ein durch eine glühende Platinspirale geführter vertikaler Kohlensäurestrom oder eine sehr dünne, mit CO_2 gefüllte geheizte Quarzkugel.

Oberhalb und unterhalb des Durchstrahlungsraumes im Abstand von $\sim \frac{1}{2}$ cm von den Rändern des Strahles befindet sich je ein etwa 4 cm² großes, horizontal liegendes Flächenbolometer, welche direkt nicht von der einfallenden Strahlung getroffen werden konnten. Das eine Bolometer war mit Ruß geschwärzt, das andere blank. Das Versuchsrohr war so angeordnet, das es um eine senkrecht zur Strahlungsrichtung gehende horizontale Achse A um 180° gedreht werden konnte, so daß einmal das schwarze Bolometer oben, das blanke unten lag und nach der Drehung das blanke oben und das schwarze unten.

Das *Prinzip der Messung* beruht auf folgender Überlegung: Wird die von der Kohlensäure, welche zwischen den beiden Bolometern liegt, absorbierte Strahlung in Strahlung gleicher Frequenz umgesetzt, so muß das schwarze Bolometer stets eine größere Erwärmung zeigen als das blanke Bolometer, unabhängig davon, ob es sich oberhalb oder unterhalb des durchstrahlten Gases befindet. Wird andererseits alle absorbierte Strahlung in Erwärmung der Kohlensäure umgesetzt, so wird stets das oberhalb des bestrahlten Gasvolumens befindliche Bolometer infolge der Konvektion um den gleichen Betrag wärmer werden als das untere, unabhängig von der Schwärze seiner Oberfläche. Das Absorptionsvermögen des blanken Bolometers für die Kohlensäurestrahlung war 70 Proz. kleiner als das des schwarzen.

Die in den Steinsalzplatten auf die Bolometer gestreute einfallende Strahlung wurde bei allen Drucken gemessen, wenn das Versuchsrohr mit reiner Luft gefüllt war; die durch sie hervorgerufene Erwärmung des Bolometers betrug nur einige Prozent der Erwärmung bei den Kohlensäureversuchen.

Gemessen wurde mit Kohlensäuredrukken von 730 mm bis 100 mm. Bei niedrigeren Drucken war die Absorption so schwach, daß die Empfindlichkeit trotz Arbeitens mit einem hochastasierten Paschenschen Galvanometer nicht mehr zur Messung ausreichte. Die Größe der Absorption wurde durch die Thermosäule *Th* (Fig. 2) stets gemessen. Sie betrug je nach der Strahlungsquelle bei Atmosphärendruck 60—35 Proz., bei den niedersten noch untersuchten Drucken 20—10 Proz.

[illegible]

Das Ergebnis eines der Versuche ist in der vorstehenden Tabelle enthalten; in ihr stehen die Galvanometerausschläge, bei den verschiedenen Stellungen der beiden Bolometer und die Verhältnisse von blank zu schwarz.

Die mit dem blanken Bolometer erhaltenen Ausschläge (jede Zahl ist das Mittel von 4—6 Einzelmessungen) sind größer als die des schwarzen, weil die Empfindlichkeit des ersteren größer war, was auch eine Kontrolle bei Zufuhr elektrischer Energie ergab. Man erkennt in der Tabelle die viel größeren Ausschläge des Bolometers in der oberen Stellung. Bemerkenswert bezüglich des Konvektionsvorganges ist, daß die Erwärmung des unten liegenden Bolometers mit abnehmendem Druck zunächst zunimmt.

Die Verhältnisse „blank zu schwarz“ sind druckunabhängig einander gleich, sowohl in der oberen wie in der unteren Lage der beiden Bolometer. Das heißt aber, daß die Erwärmung der Bolometer unabhängig von ihrem Reflexionsvermögen ist, daß also die gesamte von der Kohlensäure absorbierte Energie in Temperaturerhöhung und nicht in Strahlung umgesetzt wird. Die der Temperaturerhöhung des Gases zukommende Strahlung der Kohlensäure ist natürlich verschwindend klein.

München, Physikal. Institut der Universität, Januar 1930.

(Eingegangen 22. Januar 1930)

Zur Theorie des Duantenelektrometers¹⁾

Von Kurt Engel

(Mit 17 Figuren)

Einleitung

Vor längerer Zeit wurde von G. Hoffmann²⁾ ein Elektrometer beschrieben — bekannt unter dem Namen Duantenelektrometer — welches sehr hohe Werte von Ladungs- und Spannungsempfindlichkeit zu benutzen gestattet. Bei jedem Elektrometer hoher Empfindlichkeit bewegt sich das Elektrometersystem (Blättchen, Faden, Nadel) in einem Hilfsfeld (heterostatische Schaltung). Bei dieser Bewegung werden Ladungen influenziert, deren Größe von der Kapazitätsänderung des Systems bei der Bewegung und von der Stärke des Hilfsfeldes abhängen. Die so entstehenden Influenzladungen bewirken, wie sich allgemein zeigen³⁾ läßt, daß jedes Elektrometer ein gewisses nicht überschreitbares Maximum der Ladungsempfindlichkeit besitzt, wenn nicht die mechanischen Richtkräfte elektrisch kompensiert werden können. Diese Kompensation läßt sich bei dem Duantenelektrometer in besonders einfacher Weise über einen großen Bereich der Skala durchführen. Es ist nun wichtig, namentlich auch für die praktische Benutzung des Instrumentes, genau zu übersehen, in welcher Weise die elektrische Astasierung von Form und Lage der Nadel abhängt.

In den grundlegenden Arbeiten von Hoffmann⁴⁾ ist eine Theorie des Duantenelektrometers entwickelt worden, die wie üblich von einer Potenzreihenentwicklung für die Kapazitäts-

1) Hallesche Dissertation.

2) G. Hoffmann, *Phys. Ztschr.* **13**. S. 480 u. 1029. 1912.

3) G. Hoffmann, *Phys. Ztschr.* **25**. S. 6. 1924.

4) G. Hoffmann, *Ann. d. Phys.* **42**. S. 1196. 1913; im folgenden zitiert mit (I). *Ann. d. Phys.* **52**. S. 665. 1917; im folgenden zitiert mit (II).

koeffizienten der beteiligten Leiter nach dem Drehwinkel der Nadel ausgeht. Die dort entwickelten Formeln sind in den Annäherungen so weit geführt, daß neben den linearen Gliedern noch die zweiten Glieder berücksichtigt werden, welche die Astasierungskräfte messen.

Die vorliegende Arbeit stellt sich die Aufgabe, einmal theoretisch zu untersuchen, welche Änderungen in den Formeln auftreten, wenn von gewissen früher gemachten Vereinfachungen, die nicht voll der Praxis entsprechen, abgesehen und eine Verallgemeinerung durchgeführt wird. Namentlich war die wichtige Frage zu behandeln, wie sich die Astasierung beim Herausgehen aus der Symmetrielage ändert. Die Theorie muß sich jedoch begnügen, das allgemeine Koeffizientenschema aufzustellen. Eine Berechnung aus den geometrischen Abmessungen ist undurchführbar, sondern es ist auf das Experiment zurückzugreifen. Da nun das Instrument in seiner praktischen Ausführungsform eine wenige Millimeter große Nadel benutzt, deren Form sich sehr schwer in genau meßbarer Weise abändern läßt, wurde ein Elektrometermodell benutzt, bei dem die Lineardimensionen achtfach vergrößert waren. Die maßgebenden Kapazitätskoeffizienten und ihre Änderungen mit der Lage der Nadel wurden durch Kapazitätsmessungen mit Hilfe des Hochfrequenz-Schwebeverfahrens bestimmt. Die Modellnadel hing nicht an einem Torsionsdraht, sondern war an einem starren Draht befestigt. Daher konnten Messungen für beliebige Stellungen gemacht werden, unabhängig von der Größe der Drehwirkung der elektrischen Kräfte.

Ferner wurde theoretisch erörtert, von welchen Faktoren die Luftdämpfung, die bei hohen Empfindlichkeiten eine kriechende Einstellung des Systems bewirkt, abhängt. Nachdem schon von G. Hoffmann (II) experimentell gefunden war, daß durch Evakuierung des Gehäuses die Einstellungsdauer erheblich herabgesetzt werden kann, wurde der genauere Zusammenhang zwischen dem herrschenden Luftdruck und der Dämpfung untersucht.

Endlich wurde noch die Frage behandelt, wie weit die Brownsche Molekularbewegung, die nach v. Smoluchowski¹⁾

1) M. v. Smoluchowski, *Phys. Ztschr.* **13.** S. 1069. 1912; im folgenden zitiert mit (III).

unter Umständen in mechanischen Systemen Schwankungserscheinungen hervorrufen kann, die elektrometrischen Messungen beeinflusst, bzw. der Empfindlichkeit des Instrumentes eine natürliche Grenze setzt. Die Abhängigkeit der Nadelunruhe vom Grad der Labilisierung und der geometrischen Beschaffenheit der Anordnung bildeten den Gegenstand der Betrachtung.

I. Theoretischer Teil

§ 1. Theoretische Berücksichtigung von Unsymmetrien im Elektrometer

Wir behandeln in diesem Abschnitt zunächst die Aufgabe, die Theorie des Duantenelektrometers auf den Fall zu verallgemeinern, daß von der Voraussetzung eines symmetrischen Einwirkens der Duanten auf das System Abstand genommen wird. Denn die Kapazitätsmessungen, deren Beschreibung weiter unten erfolgt, zeigten sehr deutlich, daß unvermeidliche kleine Unsymmetrien, wie Unebenheit der Nadel usw., eine nicht mehr zu vernachlässigende Ungleichheit der entsprechenden Koeffizienten der Glieder gleicher Ordnung in den Potenzreihenentwicklungen für die Kapazitätskoeffizienten nach dem Drehwinkel φ bewirken. Wie man aus den Versuchsergebnissen ansehen kann, beeinflussen diese Unsymmetrien im Gegensatz zu den Gliedern I. und III. Ordnung vor allem den Koeffizienten des quadratischen Gliedes, der für die Astasierung maßgebend ist. Das bedeutet für die rechnerischen Betrachtungen, daß wir in den Reihen (vgl. I) für die Kapazitätskoeffizienten c_{11} und c_{22} der Duanten:

$$(1) \quad \begin{cases} c_{11} = k - a_1 \varphi + \frac{b_1}{2!} \varphi^2 - \frac{c_1}{3!} \varphi^3 + \dots \\ c_{22} = k + a_2 \varphi + \frac{b_2}{2!} \varphi^2 + \frac{c_2}{3!} \varphi^3 + \dots \end{cases}$$

die Gleichheit von $a_1 = a_2 = a$ und $c_1 = c_2 = c$ voraussetzen dürfen und $b_1 \neq b_2$ annehmen. Hierbei bezieht sich Index 1 und 2 auf die Duanten und Index 3 auf die Nadel. Die Größen c_{ik} für $i = k$ wollen wir, wie es oben schon geschehen ist, im Anschluß an Maxwell mit Kapazitäts-, im anderen Falle, also für $i \neq k$ mit Influenzierungskoeffizienten bezeichnen; dabei laufen i, k von 1...3 (Fig. 1).

Wie schon aus (1) hervorgeht, ist die Winkelzählung so normiert, daß für $\varphi = 0$ der Flügel in der Symmetrielage sich befindet; $\varphi < 0$ falls er über dem Duant 1 schwebt, $\varphi > 0$ im entgegengesetzten Falle. Die el. st. Energie der drei Leiter 1, 2, 3 ist dann gegeben durch

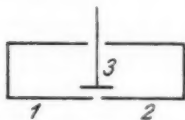


Fig. 1

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i,k=1}^3 c_{ik} v_i v_k,$$

wo v_i das Potential des Leiters i darstellt. Verfügen wir im Anschluß an die Arbeit von G. Hoffmann (I) so über die Potentiale, daß

$$(2) \quad \begin{cases} v_1 = \frac{V}{2}; & v_1 - v_3 = \frac{V}{2} - v_3 \\ v_2 = -\frac{V}{2}; & v_2 - v_3 = -\frac{V}{2} - v_3 \end{cases}$$

ist, so bedeutet V die Potentialdifferenz zwischen den Duanten, und der Ausdruck $\frac{dW}{d\varphi}$ für die drehenden el. st. Kräfte ist dann, wie in der eben zitierten Arbeit gezeigt wird, gegeben durch:

$$(3) \quad \frac{dW}{d\varphi} = \frac{V}{2} \left[V \frac{1}{2} \frac{d(c_{11} + c_{22})}{d\varphi} - v_3 \frac{d(c_{11} - c_{22})}{d\varphi} \right].$$

Aus (1) gewinnen wir die Ausdrücke:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{d(c_{11} + c_{22})}{d\varphi} &= \frac{b_1 + b_2}{2} \varphi + \frac{d_1 + d_2}{2 \cdot 3!} \varphi^3 + \dots \\ \frac{d(c_{22} - c_{11})}{d\varphi} &= 2a + (b_2 - b_1) \varphi + c \varphi^2 + \dots \end{aligned}$$

Zur Abkürzung sei gesetzt:

$$\frac{b_1 + b_2}{2} = \bar{b}; \quad \frac{d_1 + d_2}{2} = \bar{d}; \quad b_2 - b_1 = \beta.$$

$|\beta|$ wird je nach dem Grad der Unsymmetrie wenig oder sehr von Null abweichen. — Wenn in der Symmetrielage ($\varphi = 0$) die mechanische Richtkraft gleich Null ist, gilt für die mechanische Energie bzw. Richtkraft:

$$(4) \quad W = \frac{R_0}{2} \varphi^2 \quad \text{oder} \quad (4') \quad \frac{dW}{d\varphi} = R_0 \cdot \varphi.$$

Die Gleichsetzung von (3) und (4') liefert:

$$(5) \quad v_3 = \frac{\frac{2R_0 \cdot \varphi}{V} - V \left(\bar{b} \varphi + \frac{d}{3!} \varphi^3 + \dots \right)}{2a + \beta \varphi + c \varphi^3 + \dots}$$

oder durch Differentiation nach φ :

$$(6) \quad \frac{dv_3}{d\varphi} = \frac{\frac{2R_0}{V} - V \left(\bar{b} + \frac{d}{2!} \varphi^2 + \dots \right)}{2a + \beta \varphi + c \varphi^3} - \frac{\frac{2R_0 \varphi}{V} - V (\bar{b} \varphi + \dots) (\beta + \dots)}{(2a + \beta \varphi + \dots)^2}.$$

Für den Spannungswert S eines Skalenteiles des Elektrometers erhält man im Bereich $\varphi = 0$ die Gleichung:

$$(7) \quad S = \left(\frac{dv_3}{d\varphi} \right)_{(\varphi=0)} = \frac{2R_0 - V \bar{b}^2}{2a \cdot V}.$$

Vergleicht man dies Ergebnis mit der entsprechenden Gleichung in der oben erwähnten Arbeit (I), so zeigt sich, daß gerade der Mittelwert des Koeffizienten des quadratischen Gliedes in die Gleichung für die Spannungsempfindlichkeit eingeht und im übrigen alles andere ungeändert bleibt. Entsprechendes ergibt sich auch für die Ladungsempfindlichkeit.

§ 2. Untersuchung der Empfindlichkeit in einem größeren Winkelbereich; endliche Spaltbreite

Will man theoretisch den Verlauf des Ladungswertes L pro Skalenteil als Funktion des Drehwinkels noch weiter verfolgen als nur in der Umgebung $\varphi = 0$, so ist nur notwendig, die Potenzreihen (1) nicht schon nach dem quadratischen, sondern nach einem höheren Gliede abzuberechnen. Bei der Herleitung der Beziehung $L = \frac{de_3}{d\varphi} = L(\varphi)$ kann man in folgender Weise verfahren¹⁾:

Für die Ladung auf der Nadel gilt:

$$(8) \quad e_3 = c_{13} v_1 + c_{23} v_2 + c_{33} v_3.$$

Durch Differentiation der Gleichung (8) nach φ erhält man den Ladungswert L eines Skalenteils

$$(9) \quad L = \frac{de_3}{d\varphi} = v_1 \frac{dc_{13}}{d\varphi} + v_2 \frac{dc_{23}}{d\varphi} + v_3 \frac{dc_{33}}{d\varphi} + c_{33} \frac{dv_3}{d\varphi}$$

(v_1 und v_2 sind const.).

¹⁾ Man vergleiche hierzu Ann. d. Phys. 42. S. 1204. 1913. Die Ableitung der Gl. für L erfolgte hier in formal etwas verschiedener Weise.

Unter der Annahme eines beliebig dünnen Spaltes zwischen den Duanten wird $c_{33} = \text{const}$, d. h. $\frac{dc_{33}}{d\varphi} = 0$. Aber auch bei einer endlichen Spaltbreite — wenigstens unter der Voraussetzung hinreichender Symmetrie und genügender Beschränkung auf die Umgebung $\varphi = 0$ — gilt:

$$\left(\frac{dc_{33}}{d\varphi}\right)_{\varphi=0} = 0.$$

Dies läßt sich wie folgt beweisen:

Zwischen den Ladungen und Potentialen besteht die Beziehung:

$$(10) \quad e_i = \sum_{k=1}^4 c_{ik} v_k; \quad (i = 1 \dots 4).$$

Mit $c_{ik} = c_{ki}$.

Index 4 bezieht sich auf das äußere Gehäuse (Fig. 2). Werden jetzt $v_1 = v_2 = v_4 = 0$ (durch Erdung z. B.), so geht v_3 in v_3' über und e_i in e_i' . Berücksichtigt man, daß noch sein muß:

$$e_3 = -(e_1' + e_2' + e_4'),$$

so liefert (10):

$$(11) \quad c_{33} = -(c_{13} + c_{23} + c_{43}),$$

wo $c_{43} = \text{const}$ ist.

Auf diese Weise lassen sich auch die weiteren Verknüpfungsformeln zwischen den c_{ik} ableiten; die Berechnung ergibt:

$$c_{22} = -(c_{12} + c_{32} + c_{42})$$

$$c_{11} = -(c_{12} + c_{31} + c_{41});$$

durch Subtraktion erhält man:

$$(12) \quad c_{22} - c_{11} = c_{13} - c_{23},$$

da $c_{42} = c_{41} = \text{const}$; die Differentiation von Gleichung (11) nach φ liefert:

$$\frac{dc_{33}}{d\varphi} = -\frac{d}{d\varphi}(c_{13} + c_{23}).$$

Nach Voraussetzung soll noch bestehen:

$$c_{23}(\varphi) = c_{13}(-\varphi) \quad (\text{Symmetriebedingung}).$$

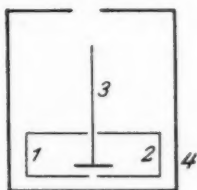


Fig. 2

Ähnlich wie in Gleichung (1) kann man ansetzen:

$$c_{23} = \alpha_0 + \alpha_1 \varphi + \frac{\alpha_2}{2!} \varphi^2 + \dots$$

$$c_{13} = \alpha_0 - \alpha_1 \varphi + \frac{\alpha_2}{2!} \varphi^2 + \dots$$

Somit erhalten wir nach Gleichung (11):

$$(13) \quad c_{33} = -2 \left(\alpha_0 + \frac{\alpha_2}{2!} \varphi^2 + \dots \right) - c_{43}$$

oder:

$$(13') \quad \left(\frac{d c_{33}}{d \varphi} \right)_{\varphi=0} = 0.$$

Durch Anwendung der Gleichung (12) ergibt sich auch noch beiläufig das Resultat $\alpha_1 = -\alpha_1$. Man erkennt jedenfalls, daß sich — unter den genannten Voraussetzungen — eine endliche Spaltbreite in den Rechnungen dadurch berücksichtigen läßt, daß man in der Reihe (13) die Koeffizienten $\alpha_i \neq 0$ ($i = 2, \dots$) ansetzt. Zufolge Gleichung (13') bleiben die Formeln für $S_{\varphi=0}$ und $L_{\varphi=0}$ auch bei endlicher Spaltbreite richtig.

Da es sich bei den Betrachtungen der Ladungs- bzw. Spannungswerte immer um Gleichgewichtszustände der Nadel handelt, kann man für $\frac{d v_3}{d \varphi}$ in Gleichung (9) den Ausdruck (6) verwenden. (9) läßt sich noch bei Berücksichtigung von (2) und (13') umformen zu

$$(9') \quad L = \frac{V}{2} \frac{d}{d \varphi} (c_{13} - c_{23}) + c_{33} \frac{d v_3}{d \varphi}.$$

Nach (12) kann man für $c_{13} - c_{23}$ setzen: $c_{23} - c_{11}$. Unter Unterdrückung der umständlichen Zwischenrechnung erhält man für L :

$$(14) \quad \left\{ L = \left\{ a V + \frac{c_{33}}{2a} A \right\} + \frac{\beta}{2a} \left(a V - \frac{c_{33} A}{2a} \right) \varphi \right. \\ \left. + \left\{ \frac{3}{4} c_{33} A \left(-\frac{c}{a^2} + \frac{\beta^2}{2a^3} \right) + V \left(\frac{c}{4} - c_{33} \frac{\bar{d}}{4a} \right) \right\} \varphi^2 + \dots \right.$$

In dieser Gleichung haben \bar{b} , β , \bar{d} die oben erklärte Bedeutung, und es ist:

$$A = \frac{2 R_0}{V} - \bar{b} V.$$

Gleichung (14) ist die Gleichung einer Parabel, die — bei Vernachlässigung der höheren Glieder — symmetrisch zur Mitte liegen würde, falls $\beta = 0$ wäre. Über eine weitere Diskussion dieser Gleichung vgl. Abschn. IV.

§ 3. Luftdämpfung

In der schon mehrfach mit (II) zitierten Arbeit wurde von G. Hoffmann gezeigt, daß durch Evakuierung des Gehäuses, die zur Beseitigung der Restionisation notwendig ist, auch die Luftdämpfung herabgesetzt und auf diese Weise eine schnellere Einstellung der Nadel erzielt werden kann. Da für das praktische Arbeiten mit dem Elektrometer die Einstellungsgeschwindigkeit des Flügels sehr wichtig ist, soll im folgenden näher erörtert werden, von welchen Faktoren sie abhängt. Die Betrachtungen seien darauf beschränkt, daß das Instrument auf Ladungsmessung eingestellt ist. Für den Fall der Spannungsmessung sind die Gleichungen entsprechend zu modifizieren.

Die Differentialgleichung für die Nadelschwingung lautet:

$$(15) \quad J \frac{d^2 \varphi}{dt^2} + D \frac{d \varphi}{dt} + K = 0.$$

Hierin bedeutet J das Trägheitsmoment des Flügels, bezogen auf den Drehpunkt, $D \cdot \frac{d \varphi}{dt}$ ist das Dämpfungsglied und K die auf den Flügel wirksame mechanische und elektrische Kraft. Für einen sektorförmigen Flügel mit dem Radius r und dem Öffnungswinkel ϑ erhält man für J den Ausdruck: $\delta \frac{r^4}{4} \vartheta$, wobei δ gleich dem Produkt aus der Dicke der Nadel und ihrem spezifischen Gewicht ist. Zur Berechnung von $D \frac{d \varphi}{dt}$ geht man von der Reibungskraft pro Flächeneinheit aus, die sich bei niederen Drucken nach Kundt und Warburg¹⁾ darstellt zu: $B = \eta \frac{u}{h + 2 \Gamma \cdot a}$, wo η der Koeffizient der inneren Reibung, h der Abstand des Systems von dem Duanten, Γ die mittlere freie Weglänge bei dem betreffenden Druck, u

1) A. Kundt u. E. Warburg, Pogg. Ann. 155. S. 340. 1875. Man vergleiche auch S. Dushman, Hochvakuumtechnik 1926.

die Geschwindigkeit eines Flächenelements und endlich a ein zusätzlicher Faktor von der Größenordnung 1 ist. Die auf den Flügel wirksame Reibungskraft wird daher:

$$D \frac{d\varphi}{dt} = \eta \frac{1}{h + 2a} \frac{d\varphi}{dt} \int_0^r \int_0^\varphi r^2 dr d\vartheta = \frac{\eta}{h + 2a} \frac{r^3}{3} \vartheta \frac{d\varphi}{dt}.$$

Der dritte Summand K der Differentialgleichung (15) setzt sich zusammen aus den auf die Nadel wirkenden mechanischen und elektrischen Kräften. Wie die Berechnung zeigt, ergibt sich für K :

$$K = \left[R_0 - \left(\frac{\bar{b}}{2} - \frac{a^2}{c_{33}} \right) V^2 \right] \varphi + \frac{e_3 a}{c_{33}} V = R \varphi + \frac{e_3 a}{c_{33}} V.$$

R kann, wie von G. Hoffmann früher (II) gezeigt wurde, als die auf das System wirksame resultierende Richtkraft interpretiert werden. Die Auflösung der Schwingungsgleichung liefert:

$$(16) \quad \varphi = \frac{e_3 a V}{R c_{33}} + C_1 e \left(-l + \sqrt{l^2 - \frac{R}{J}} \right) \cdot t + C_2 e \left(-l - \sqrt{l^2 - \frac{R}{J}} \right) \cdot t.$$

C_1 und C_2 sind hierin für die Betrachtung unwesentliche Integrationskonstanten n ; l wird nach Einsetzen aller Gas-konstanten für η und Elimination von I durch die Beziehung $I = \frac{\kappa}{p}$ gegeben durch

$$l = \frac{10^{-5} \kappa}{\delta r h} \frac{p}{p + 2a \frac{\kappa}{h}}.$$

p ist in Dyn/cm² zu nehmen und κ ermittelt sich etwa zu 9,3 Dyn/cm für Luft.

Für sehr kleine Drucke ist l proportional mit p , so daß

$$(17) \quad l = k \cdot p$$

wird. Für den Grenzfall der aperiodischen Dämpfung, der hier diskutiert sei, muß

$$(18) \quad l^2 = k^2 p^2 = \frac{R}{J}$$

sein. — Daß in Gleichung (18) der Druck p im Gegensatz zu R quadratisch eingeht, ist für die praktische Messung vorteilhaft; denn erniedrigt man zwecks Erhöhung der Empfindlich-

keit beispielsweise die Richtkraft R um den Faktor $1/n^2$, so braucht nach (18) p nur auf $1/n$ reduziert zu werden, um wieder aperiodische Dämpfung zu erreichen. Vergleicht man die verschiedenen Einstellungszeiten T der Nadel miteinander von $q = 0$ bis zu einer bestimmten Lage $\varphi(T_0)$, und zwar einmal mit einer Ladungsmenge e_3 vor der Empfindlichkeitssteigerung und dann mit der Ladung e_3/n^2 nach der Empfindlichkeitssteigerung, so stellt sich heraus, daß beim zweitenmal die Einstellungsdauer T nicht etwa das n^2 -fache, sondern nur das n -fache beträgt. Bei der Berechnung von T ist, was hier angedeutet sei, zu beachten, daß bei Bestehen von (18) und bei Berücksichtigung der Anfangsbedingungen $\varphi_{t=0} = 0$ und $\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)_{t=0} = 0$ die Lösung der Gleichung (15) die Form erhält:

$$\varphi(t) = \frac{e_3 a V}{R c_{33}} + C_1 e^{-lt} + l C_1 t \cdot e^{-lt}.$$

Aus der Bedingung $\varphi(T_0) = \varphi(T)$ erhält man obiges Resultat. Was den Einfluß der Größen r und h auf die Einstellungsdauer des Flügels anbetrifft, so ist dieser Zusammenhang nicht in so einfacher Weise zu diskutieren wie oben, da diese beiden Größen gleichzeitig die Empfindlichkeit des Instrumentes mitbestimmen und nicht nur im Dämpfungsglied $D \frac{d\varphi}{dt}$, sondern auch in R implizit enthalten sind.

§ 4. Schwankungserscheinungen und natürliche Grenze der Ladungsempfindlichkeit

Bei der Erzielung so hoher Empfindlichkeiten mit dem Elektrometer liegt es nahe zu untersuchen, in wie weitem Maße der Ladungsempfindlichkeit durch Brownsche Molekularbewegung eine Grenze gesetzt ist. Wir können das System auffassen als ein Teilchen, welches die Molekularbewegung mitmacht. Bei genügender Labilisierung können die Einwirkungen der Umgebung so groß werden, daß die dadurch bedingten Schwankungen merklich werden. Die Arbeit A , die dem System von außen zugeführt werden muß, um es aus einer Gleichgewichtslage herauszubewegen (bzw. in die Ruhelage zurückzubringen), ist eine quadratische Funktion des Parameters q ; also: $A = \alpha q^2$. Für den Mittelwert der auf-

zuwendenden Arbeiten gilt in diesem Falle nach Einstein¹⁾ und v. Smoluchowski (III):

$$\bar{A} = \frac{1}{2} k T,$$

wo k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur bedeutet. Bei Annahme einer Zimmertemperatur von 18° C wird

$$\bar{A} = 2,00 \cdot 10^{-14} \text{ Erg.}$$

Man kann dann hieraus²⁾ die natürliche Grenze der Ladungsempfindlichkeit des Elektrometers etwa bei Zugrundelegung einer durch elektrische Labilisierung aufgehobenen Richtkraft im Verhältnis 1:n dadurch bestimmen, daß man die Zahl der Elementarquanten berechnet, die denselben Ausschlag hervorrufen, wie er durch die Brownsche Molekularbewegung bedingt ist.

n kann nicht, wie Gleichung (16) zeigt, beliebig hoch getrieben werden wegen der kriechenden Einstellung des Systems.

Ist R die auf das System wirkende Richtkraft und wird wie üblich der Mittelwert von φ^2 mit $\overline{\varphi^2}$ bezeichnet, so ist nach den obigen Betrachtungen

$$\frac{1}{2} R \overline{\varphi^2} = 2 \cdot 10^{-14} \text{ Erg.}$$

Falls R in Volt² cm gemessen wird, gilt:

$$\frac{1}{2} R \overline{\varphi^2} = 2 \cdot 10^{-14} \cdot 300^2.$$

Wie in § 3 ist für R zu setzen:

$$(19) \quad R = \frac{1}{n} R_0 = R_0 - \left(\frac{\bar{b}}{2} - \frac{a^2}{c_{33}} \right) V^2.$$

Dem Ausschlag $\sqrt{\overline{\varphi^2}}$ entspricht nach Gleichung (14) eine Ladung Δe_3 , die gegeben ist durch:

$$\Delta e_3 = c_{33} \frac{R}{a V} \sqrt{\overline{\varphi^2}} = c_{33} \frac{2 \cdot 10^{-14} \cdot 300}{a V} \sqrt{R}.$$

V läßt sich noch eliminieren mit Hilfe Gleichung (19), so daß sich schließlich ergibt:

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. 22. S. 570. 1907.

2) G. Ising, Phil. Mag. 1. S. 827. 1926.

$$\begin{aligned} \Delta e_3 &= \frac{300 \cdot 2 \cdot 10^{-7}}{a \sqrt{n-1}} c_{33} \sqrt{\frac{\bar{b}}{2} - \frac{a^2}{c_{33}}} \text{ Volt} \cdot \text{cm} \\ &= \frac{300 \cdot 2 \cdot 10^{-1} \cdot 7,06}{a \sqrt{n-1}} c_{33} \sqrt{\frac{\bar{b}}{2} - \frac{a^2}{c_{33}}} \text{ Elementarq.} \end{aligned}$$

Wir haben damit folgendes Resultat:

Angenommen, es gelingt, das Instrument bis zu dieser Grenze auszunützen, so wird man mit Nadeln, die sich schwer — d. h. durch hohe Duantenspannung — labilisieren lassen, mit der Größe Δe_3 weiter herabkommen, als mit solchen, die sich leicht labilisieren lassen; denn bei letzteren ist $\sqrt{\frac{\bar{b}}{2} - \frac{a^2}{c_{33}}}$ und somit auch Δe_3 groß. Ein Zahlenbeispiel¹⁾ möge die Größenordnung einer praktisch erreichbaren Grenze der Empfindlichkeit zeigen. Mit $R_0 = 5,6 \text{ Volt}^2 \text{ cm}$; $V = 30,56 \text{ Volt}$; $\frac{\bar{b}}{2} - \frac{a^2}{c_{33}} = 0,0043 \text{ cm}$; $c_{33} = 5,45 \text{ cm}$ ergibt sich $n = 4,65$ und $\Delta e_3 = 200 \text{ Elq.}$

Ähnlich wie die Brownsche Molekularbewegung könnte auch die Größe der Ionisationsschwankungen, die auch von v. Smoluchowski (III) berechnet sind, der Ladungsempfindlichkeit eine Grenze setzen; denn durch die Ionisationsschwankungen werden mittlere Überschußladungen erzeugt, und kleinere Ladungen als diese könnte man natürlich nicht feststellen. Aber dadurch, daß das Elektrometergefäß evakuiert ist und sich im Innern außerdem ein elektrisches Feld befindet, ist die Zahl der Ionen praktisch gleich Null, und Ladungsschwankungen im Gas treten gar nicht auf.

II. Meßmethodik

Die vorgenommenen experimentellen Messungen dienen dazu, die Größen a , b , c zu bestimmen, und zwar sollte vor allem versucht werden, ihre Abhängigkeit von der Form des Flügels und seinem Abstand von den Duantenplatten zu ermitteln. Zu ihrer Bestimmung wurde ein ganz anderer Weg eingeschlagen als der beim praktischen Arbeiten mit dem Instrument übliche. Es wurde nämlich so vorgegangen, daß

1) Das Zahlenmaterial entstammt einer Arbeit von G. Hoffmann, Ann. d. Phys. 52. S. 693. 1917.

durch Kapazitätsmessungen die Winkelabhängigkeit der Koeffizienten c_{ik} ($i = k = 1, 2$) bestimmt wurde. Mittels einer Approximation der empirisch gewonnenen Funktion $c_{ii}(\varphi)$ durch eine Kurve dritter Ordnung in φ ließen sich dann a, b, c als Koeffizienten der Glieder I, II, III. Ordnung berechnen, wie es der angesetzten Reihenentwicklung (1) entspricht. Aus den schon in der Einleitung erwähnten Gründen wurde für die Messung ein vergrößertes Elektrometermodell benutzt (Fig. 4).

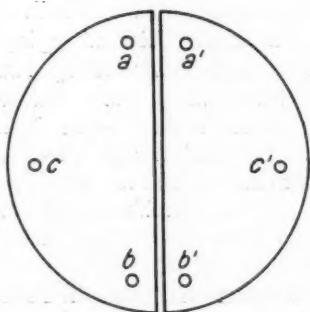
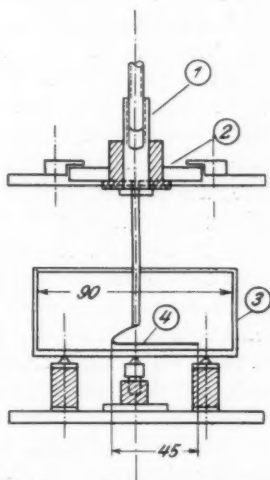


Fig. 3



1 Mikrom.trieb 3 Duant
2 Auflager 4 Flügel

Fig. 4

Der Flügel, der an einem starren Draht befestigt war, konnte mittels eines Schneckentriebes (in der Fig. 4 nicht angedeutet) auf jeden beliebigen Winkel φ , der jeweils beim Messen benötigt wurde, eingestellt werden. Für die Versuche erwies es sich am praktischsten, die Lineardimensionen der Nadel bis etwa auf das achtfache zu vergrößern. Will man also die Versuchsergebnisse auf ein wirkliches Instrument übertragen, so sind alle Angaben, die über a, b, c und Abstand der Nadel über den Duanten usw. gemacht sind, nur durch 8 zu divi-

dieren; denn nach Maxwell sind ja die Kapazitätskoeffizienten irgendeines Systems von Konduktoren direkt proportional ihren linearen Maßen. Die Duanten wurden nur auf das fünffache der natürlichen Größe dimensioniert, um allzu große Apparaturen zu vermeiden. Der dadurch bedingte Fehler ist aber vollständig zu vernachlässigen. Aus einem besonderen Grunde, auf den wir später noch zurückkommen, waren die Duanten um eine Achse parallel zum Spalt kippbar eingerichtet (vgl. Fig. 3). Dies wurde dadurch erreicht, daß sie federnd auf drei Spitzen a, b, c bzw. a', b', c' gelagert waren. Die Spitzen c und c' konnten mittels Schrauben gehoben und gesenkt werden, so daß ein Kippen um die festen Achsen a, b bzw. a', b' verursacht wurde. Die Fig. 4 stellt ganz schematisch die Konstruktion des Modells dar und die beigegefügte Maße geben die Größenverhältnisse von Duant und Nadel wieder. Die Drehbewegung des Flügels wurde in bekannter Weise mit Spiegel und Skala gemessen; da es sich um große Winkelbeträge handelte (9° des Spiegels, 18° des Lichtstrahles), mußte letztere korrigiert werden, so daß jedem Skalenteil der gleiche Drehwinkel entsprach. Ferner war an dem Modell noch eine Vorrichtung angebracht (eine Art Mikrometerschraube), die es gestattete, die Nadel unabhängig von der Drehbewegung um gewisse, genau meßbare Beträge zu heben und zu senken (vgl. Fig. 4).

Die Messung wurde so vorgenommen, daß man die Nadel, die sich in einem gewissen konstanten Abstand h über den Duanten befand und dauernd geerdet war, von einem Winkel $\varphi = -3\alpha$ über die Symmetrielage hinweg bis zu einem Winkel $\varphi = +3\alpha$ in Abständen $\varphi = 2\alpha$ hinwegdrehte und dabei untersuchte, wie sich c_{22} und c_{11} in Gegenwart der sich bewegendenden Nadel änderten. Auf diese Weise wurde empirisch c_{ii} als Funktion des Drehwinkels ermittelt. Dasselbe wurde dann wiederholt vorgenommen in anderen Abständen des Flügels von den Duanten. Das Resultat war eine Kurvenschar mit h als Parameter. Auf rechnerischem Wege konnte dann hieraus die Höhenabhängigkeit von a, b und c ermittelt werden.

Die Kapazitätsänderungen, die durch das Drehen der Nadel auftraten, wurde mit Hilfe der Schwebungsmethode ge-

messen.¹⁾ Dabei wurde die Kompensationsmethode²⁾ verwandt, die von Zahn angegeben wurde. Fig. 5 zeigt, wie der Schwingungskreis, in dem das Modell sich befand, geschaltet war. C ist die Modellkapazität, K_1 ein Wulfscher Kondensator; K_2 setzte sich zusammen aus einem von der P.T.R. geeichten Gerdienschen Kondensator G und einer Normalkapazität N.K.³⁾ Der Wulfsche Kondensator wurde im Institut noch einmal besonders geeicht nach zwei verschiedenen Methoden:

- I. mit Hilfe der Wheatstone-Brücke und
- II. statisch mit einem Quadrantenelektrometer.

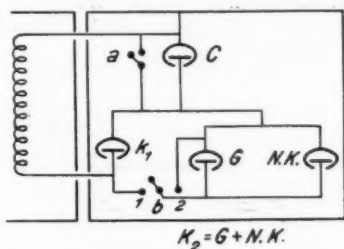


Fig. 5

Es ergab sich beide Male in befriedigender Übereinstimmung $4,7 \cdot 10^{-3}$ cm pro Trommelteilstrich. Der Kondensator mußte noch etwas umgestaltet werden, um für diese Art der Messung verwendbar zu sein. Die Achse des beweglichen Zylinders im Kondensator lief ein wenig locker in den Lagern, und kleine Verschiebungen in der Längsrichtung störten die Messung erheblich. Durch Anbringung eines federnden Stahlblättchens, welches gegen die Achse drückte, wurde dieser Mangel behoben. Um den Kondensator, der sich mit allen anderen Kapazitäten in einem gemeinsamen Kasten befand (vgl. Fig. 5), bedienen zu können, wurde er mit einem Schnurantrieb versehen.

1) W. Weihe, „Jahrb. d. drahtl. Telegr.“ **32**. S. 185. 1928; im folgenden zitiert mit (IV).

2) C. T. Zahn, Phys. Rev. **24**. S. 400. 1924.

3) Normalkapazität von Spindler u. Hoyer nach Angaben der P. T. R.

Der Gerdiensche Kondensator hatte einen Bereich von etwa 60—447 cm; die Kapazität von N.K. betrug 460 cm. Abgesehen von einer konstanten Streukapazität C_{str} gilt für K

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{C} + \frac{1}{K_1 + K_2}$$

(Fig. 6). Ändert man C um den Betrag ΔC , so bedarf es einer Änderung ΔK_1 , um ΔC zu kompensieren. Es wird:

$$\Delta C = - \frac{C^2 \Delta K_1}{\left(K_1 + K_2 + \frac{1}{2} \Delta K_1\right)^2}$$

Zur Bestimmung von C ist so vorgegangen¹⁾, daß K_2 abgeschaltet und kurz geschlossen wurde (Schalter b auf Stel-

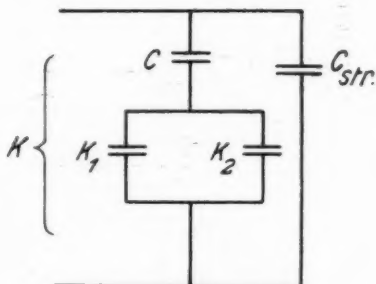


Fig. 6

lung 2) und bei K_1 auf eine bestimmte Schwebungsfrequenz eingestellt wurde. Die Gleichung für K lautet dann:

$$\frac{1}{K} = \frac{1}{C} + \frac{1}{K_1}$$

Darauf wurde Schalter a geschlossen und auf dieselbe Frequenz eingestellt entsprechend einer Kapazität K_1' . Daher ist die Gesamtkapazität vorher und nachher

$$K + C_{str} = K_1' + C_{str},$$

denn C_{str} bleibt im wesentlichen konstant, d. h. $K = K_1'$ und damit

$$C = \frac{K_1 \cdot K_1'}{K_1 - K_1'}$$

1) H. A. Stuart, Ztschr. f. Phys. 47. S. 467. 1928.

Zum Zwecke der Konstanthaltung der Frequenz von etwa $3 \cdot 10^6$ Hertz wurden im großen und ganzen die Erfahrungen der mit (IV) zitierten Arbeit benutzt. Also: erschütterungsfreier Aufbau, Gitterstrombegrenzung durch $10^8 \Omega$ überbrückt von einer Kapazität von 100 cm, Heizbatterien großer Kapazität, gute Abschirmung der Schwingungskreise, gelötete Kontakte usw. Es erwies sich auch als außerordentlich angebracht, bei der Einstellung auf eine bestimmte Schwebungsfrequenz nicht noch eine neue Tonquelle (etwa eine Stimmgabel oder Summer oder dergl.) anzuwenden, um diese wiederum der obigen Schwebungsfrequenz zu überlagern, sondern die Frequenz in ein Vibrationsgalvanometer zu schicken, und die Schwebungsfrequenz auf Resonanz mit dem Instrument einzustellen. Das Resonanzmaximum ist sehr scharf ausgeprägt, so daß man die Apparatur auf 10^{-5} cm genau einstellen konnte. Bei Apparaturen, die zur Inkonstanz neigen, ist diese Methode wegen der Schnelligkeit, mit der eine Messung vonstatten geht, der anderen vorzuziehen.

Viel unangenehmer als Inkonstanz machten sich Fehler bemerkbar, die mehr mechanischer Natur waren. Es stellte sich heraus, daß während des Drehvorganges der Nadel über die Duanten hinweg dieselbe leicht in dem Lager (2) (vgl. Fig. 4) angehoben wurde durch den Druck der Schnecke und auch seitlich etwas verschoben wurde. Bruchteile eines $\frac{1}{10}$ mm genügten, um Kapazitätsänderungen hervorzurufen, die vollständig die zu untersuchenden Kapazitätsänderungen überdeckten. Durch sorgfältige Verbesserungen am Modell wurde dieser Schaden allmählich so weit behoben, daß die gesuchten Kapazitätsänderungen, die in der Größenordnung 10^{-2} cm lagen, auf etwa 0,2 Proz. genau gemessen wurden. Das Modell war so in den Schwingungskreis eingeschaltet, daß man in bequemer Weise nach Belieben entweder c_{11} oder c_{22} messen konnte.

III. Versuchsergebnisse

Für c_{11} und c_{22} war angesetzt:

$$c_{11} = k - a_1 \varphi + \frac{b_1}{2!} \varphi^2 - \frac{c_1}{3!} \varphi^3 + \dots$$

$$c_{22} = k + a_2 \varphi + \frac{b_2}{2!} \varphi^2 + \frac{c_2}{3!} \varphi^3 + \dots$$

Um aus einer Meßreihe, bei der c_{22} und c_{11} als Funktionen des Winkel q gemessen wurden, die Größen a_i , b_i und c_i zu finden, wurde folgendermaßen vorgegangen: Es wurde die Kapazitätsänderung von c_{ii} gemessen von einer bestimmten Ausgangsstellung an: von der Stelle $q = -3\alpha$ bis zur Stelle $q = -\alpha$, dann von $q = -\alpha$ bis zu $q = +\alpha$ und von $q = +\alpha$ bis zu $q = 3\alpha$; dabei ist $q = 0$ die Symmetrielage der Nadel, und es ist α etwa 3° , so daß im ganzen ein Bereich von 9° durchgemessen wurde. Ein Punkt z. B. -3α sei dann willkürlich dadurch festgelegt, daß ich festsetze, an dieser Stelle sei $c_{22} = 0$; denn auf eine additive Konstante kommt es bei der Funktion $c_{ii} = f(q)$ nicht an. Man hat dadurch an vier äquidistanten Punkten die Ordinaten:

bei -3α die Ordinate $y_1 = 0$

„ $-\alpha$ „ „ y_2
 „ $+\alpha$ „ „ y_3
 „ 3α „ „ y_4 .

Es läßt sich durch diese vier Punkte eine Kurve dritten Grades legen, die sich der wirklichen Funktion $c_{ii} = f(q)$ hinreichend gut anschmiegt, wie sich bei den Messungen herausstellte. Es ergibt sich für c_{22} :

$$(20) \quad \left\{ \begin{aligned} c_{22} &= (9y_2 + 9y_3 - y_4) \frac{1}{16} + \frac{1}{48} (-27y_2 + 27y_3 - 4y_4) (kq) \\ &+ \frac{1}{8} (-y_2 - y_3 + y_4) (kq)^2 + \frac{1}{8} (3y_2 - 3y_3 + y_4) (kq)^3. \end{aligned} \right.$$

Durch den Faktor k in Gl. (20), der zahlenmäßig 18,1 ist, werden die Meßergebnisse, die vorher auf Skalenteile bezogen waren, auf Bogenmaß umgerechnet. Für c_{11} ergibt sich eine entsprechende Formel. Die Größen a_i , b_i , c_i , deren Höhenabhängigkeit in den folgenden Tabellen und Kurven angegeben ist, erhält man bzw. nach (1) als Faktoren bei q , q^2 und q^3 .

I. Bei den Messungen an einer schmalen, langen Nadel ergab sich Tab. 1.

Dabei ist die Dimension der a_i , b_i und c_i (cm). Der prozentuale Fehler für die Werte a beträgt maximal etwa 1 bis 2 Proz.; für die Werte von b etwa 10 Proz. und für die c -Werte maximal etwa 15—20 Proz. Das gilt auch für alle folgenden Meßergebnisse. Diese Angaben gelten nur im ungünstigsten Falle. Ihnen liegt ein Fehler der y -Werte zu-

Tabelle 1
(Vgl. Fig. 8)

$h^1)$ mm	I		II		(a) ber.	b_1	b_2	$-c_1$	$-c_2$
	a_1	a_2	a_1	a_2					
2	3,57	3,76	3,57	3,78	(3,36)	0,76	5,36	73	87
3	2,56	2,57	2,48	2,57	(2,25)	1,18	4,08	45	57
4	1,87	1,87	1,87	1,94	(1,68)	1,32	3,06	36	42
5	1,46	1,56	1,46	1,54	(1,35)	1,10	2,40	31	31
6	1,23	1,28	1,18	1,26	(1,12)	1,10	2,00	20	26
7	0,98	1,02	0,97	1,02	(0,96)	0,94	1,78	19	16
8	0,81	0,88	0,84	0,87	(0,85)	0,74	1,26	14	12

grunde, der maximal etwa 0,5 Proz. beträgt (durchschnittlich jedoch nur 0,2—0,3 Proz.). Die beiden Kolonnen a_1, a_2 unter (II) sind lediglich Kontrollmessungen.²⁾ Diese Werte wurden durch direkte Bestimmung der Kapazitätsänderung an der Stelle $\varphi = 0$ gewonnen. Sie stehen in guter Übereinstimmung mit den Werten a , die aus den 4 Meßpunkten $y_1 \dots y_4$ gemäß Gl. (20) errechnet und unter (I) verzeichnet sind. Einen Näherungswert für a stellt die Spalte a_{ber} dar. Unter Zugrundelegung der Kapazitätsformel $F/4\pi h$ für zwei parallele Kondensatorplatten mit der Fläche F und dem Abstand h läßt sich für a ein unterer Grenzwert angeben nach der Gleichung:

$$\frac{F}{4\pi h} = \frac{r^2}{8\pi h} \cdot \varphi; \text{ daher } a_{\text{ber}} = \frac{r^2}{8\pi h}.$$

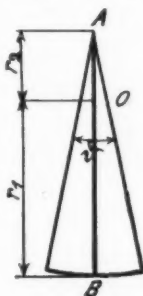


Fig. 7

Bei einer Flügelform, wie sie Fig. 7 zeigt, mit O als Drehpunkt ist natürlich für r^2 zu setzen: $r_1^2 - r_2^2$. Die Werte sollen nur zeigen, wie groß ungefähr der Unterschied zwischen dem wirklichen a und dem nach dieser Formel berechneten ist. Er beträgt etwa 10—20 Proz. Er ist vor allem bedingt durch die Randkorrektion und zweitens dadurch, daß es mechanisch keineswegs möglich ist, die Nadel genau parallel zur Duantenfläche an dem Draht zu befestigen, wie es die Formel voraussetzt.

1) Abstand des Flügels von den Duanten.

2) In den übrigen Tabellen sind diese Kontrollmessungen nicht aufgenommen.

Fig. 8 zeigt graphisch das Verhalten der Koeffizienten. Die Maße der Nadel waren $r_2 = 1,3$ cm; $r_1 = 4,4$ cm; $\vartheta = 8^\circ$.

I a. Ein zweiter Versuch mit derselben Nadel wurde ausgeführt bei geschlossenen Duantenschachteln; der Flügel war so weit verkürzt, daß $r_2 = 3,4$ cm betrug. Der Versuch gibt ein analoges Resultat; dies beweist, daß nur die Leiterteile elektrisch wirksam sind, die der Nadel am nächsten liegen. In Fig. 8 sowie auch in den übrigen Figuren beziehen sich die mit + bezeichneten Werte auf a_1 bzw. c_1 und die mit ○ bezeichneten Werte auf a_2 bzw. c_2 .

Tabelle 2

(vgl. Fig. 8')

h mm	a_2	a_1	a ber.	b_2	b_1	$-c_2$	$-c_1$
1	3,65	3,55	(4,25)	1,72	4,36	54	58
2	2,40	2,24	(2,1)	2,00	3,00	44	44
3	1,76	1,62	(1,4)	2,00	2,40	29	31
4	1,43	1,43	(1,06)	1,76	2,10	23	27
5	1,21	1,15	(0,85)	1,56	1,90	18	17
6	1,02	0,95	(0,7)	1,40	1,64	14	14
7	0,96	0,88	(0,6)	1,40	1,48	14	10

Bemerkenswert ist in Fig. 8 und 8' der Unterschied von b_1 und b_2 , der durch nicht erkennbare Unsymmetrie im Modell hervorgerufen wurde. Daß der Unterschied nur davon herühren kann, zeigt sich daran, daß im ersten Falle $b_1 < b_2$, im zweiten $b_2 < b_1$. Im zweiten Fall ist auch „a ber.“ in geringem Abstand h größer als a_1 und a_2 . Das liegt nur daran, daß der Flügel beim Anlöten nicht genau der Duantenfläche parallel war.

II. Bei einer breiten Nadel zeigte sich ebenfalls eine Verschiedenheit der b -Glieder: Maße $r_1 = 1,5$ cm; $r_2 = 3,1$ cm; $\vartheta = 30^\circ$. Um quantitativ zu ermitteln, welche künstliche Unsymmetrie wohl dazu gehört, um die vorhandene zu kompensieren, wurde Duant I um $\approx 30'$ gekippt (daher die auf S. 588 beschriebene Einrichtung der kippbaren Duanten). Nachdem vorher $b_1 < b_2$ gewesen war, genügte dieser kleine Winkel, um $b_1 \gg b_2$ werden zu lassen. An diesem Versuch kann man erkennen, daß schon die geringste, mit mechanischen Hilfsmitteln

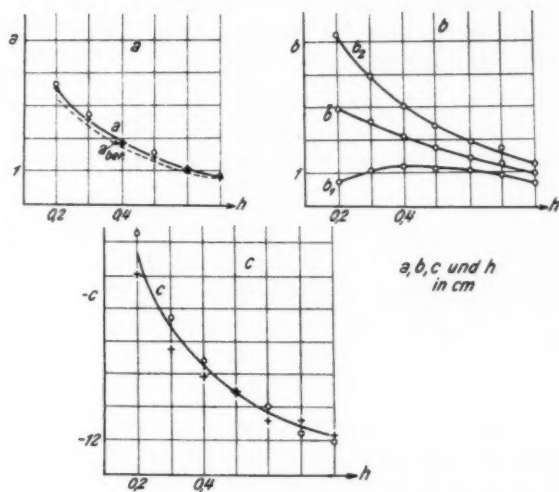


Fig. 8

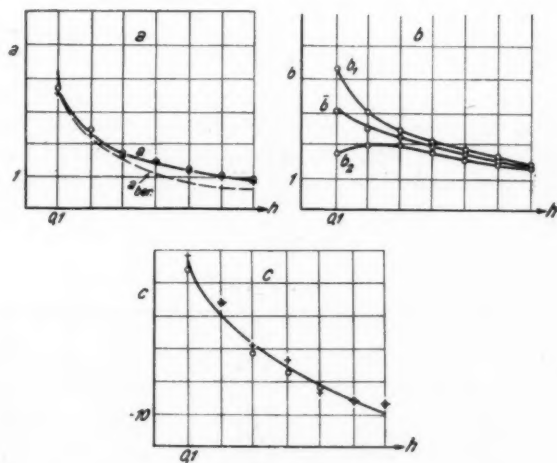


Fig. 8'

kaum zu beseitigende Asymmetrie genügt, um merkliche Verschiedenheiten von b_1 und b_2 hervorzurufen. c war Null innerhalb der Fehlergrenzen.

Tabelle 3

(vgl. Fig. 9)

h mm	a_1	a_2	b_1	b_2
1	4,53	4,45	-0,12	0,40
2	2,28	2,26	0,08	0,48
3	1,62	1,68	0,06	0,34
4	1,22	1,26	0,06	0,30
5	0,98	1,01	o	0,22
6	0,79	0,82	o	0,24
7	—	0,68	o	0,20

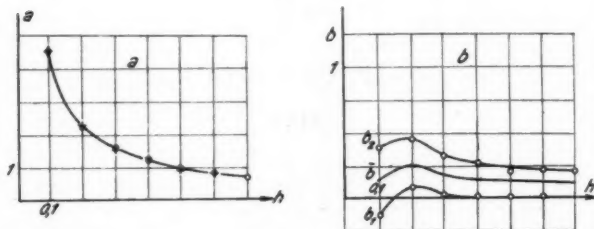


Fig. 9

IIa. Die nächsten Versuchsergebnisse stammen von derselben Nadel, nur war, wie schon erwähnt, Duant I um 30' gekippt und außerdem waren die Duantenschachteln aufgesetzt.

Tabelle 4

(vgl. Fig. 9')

h mm	a_1	a_2	(a) ber.	a_1	b_2
1	4,24	3,78	(3,18)	2,90	0,32
2	2,12	2,08	(1,59)	1,02	0,52
3	1,50	1,50	(1,06)	0,60	0,46
4	1,23	1,17	(0,79)	0,54	0,44
5	1,00	1,06	(0,63)	0,56	0,44

III. Der Umstand, daß die Nadelfläche nicht genau parallel zur Duantenfläche ist, kann auch zwei verschiedene b_1 und b_2 hervorrufen; beide b nähern sich aber mit zunehmender Höhe h einem gemeinsamen Werte \bar{b} . Die Nadelfläche war

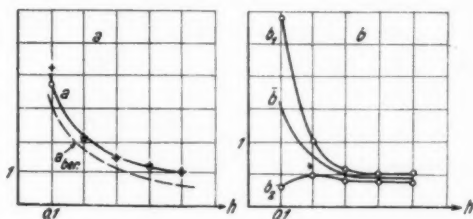


Fig. 9'

bei dem Versuch, dessen Ergebnisse unten folgen, um eine horizontale Achse AB (vgl. Fig. 7) ein wenig gedreht, so daß Flügel- und Duantenebene einen kleinen Winkel von derselben Größenordnung wie bei obigem Versuch einschlossen.

Tabelle 5

(vgl. Fig. 10)

h mm	a_1	a_2	b_1	b_2
1	3,72	3,76	2,98	-1,48
2	1,94	1,89	1,86	0,44
3	1,25	1,19	1,52	0,82
4	0,94	0,95	1,32	1,05
5	0,74	0,79	1,20	1,04
6	0,58	0,65	1,20	1,24
7	0,49	0,56	1,14	1,16

Maße der Nadel: $r_1 = 3,7$ cm; $r_2 = 1,8$ cm; $\vartheta = 10^\circ$.

Da es mir nur auf das Verhalten des b -Gliedes ankam, wurden nur die Differenzen gemessen: $y_2 - y_1$ und $y_4 - y_3$; sei die Differenz dieser beiden Zahlen Δ , dann berechnet sich a zu: $a = \frac{\Delta}{2} \cdot 18,1$ und b nach Formel (20) zu

$$b = \frac{y_4 - y_3 - y_2}{8} \cdot 18,1^2$$

($y_1 = 0$ nach Festsetzung). Der auf diese Weise berechnete Wert a stimmt auch gut mit dem direkt gemessenen überein.

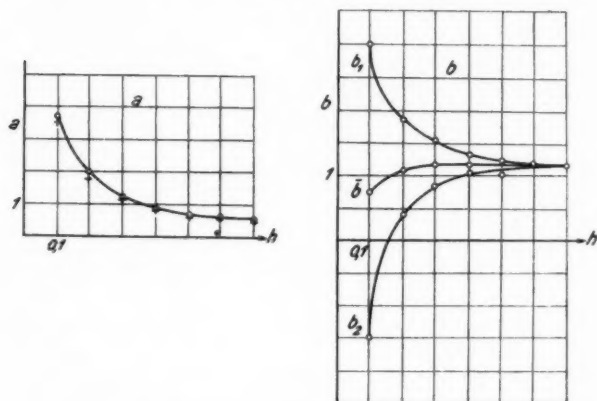


Fig. 10

IIIa. Die nächsten Versuchsergebnisse wurden mit derselben Nadel gewonnen. Doch war jetzt, soweit es möglich war, die Fläche der Nadel parallel zur Duantenfläche an der Drehachse befestigt. In der Tabelle sind nur die b -Werte eingetragen, da die a -Werte immer denselben hyperbelähnlichen Verlauf haben.

Tabelle 6
(vgl. Fig. 10')

h mm	b_1	b_2
2	1,34	1,04
3	1,36	1,05
4	1,38	1,02
5	1,38	1,14
6	1,38	1,18
7	1,38	1,16

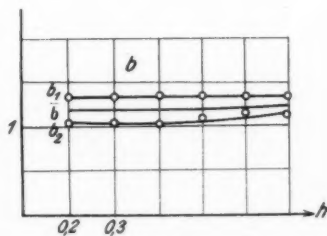


Fig. 10'

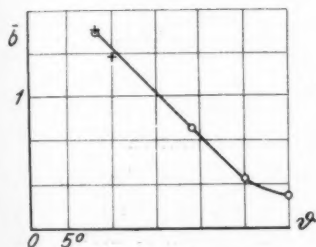
IV. Die Verschiedenheit der \bar{b} -Werte bei den einzelnen Nadelformen gab Anlaß, die Abhängigkeit als Funktion des Öffnungswinkels systematisch zu untersuchen. Es wurden

Nadeln untersucht mit $r_1 = 3,4$ cm; $r_2 = 1,2$ cm und $\vartheta = 8^\circ$; 19° , 25° und 30° .

Tabelle 7

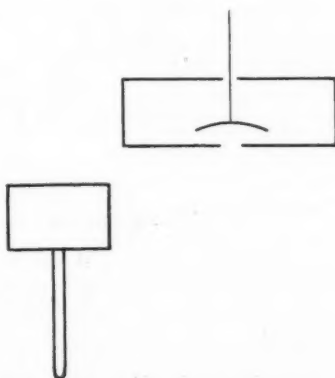
(vgl. Fig. 11)

ϑ	$h = 4$ mm \bar{b}	$h = 6$ mm \bar{b}	$h = 8$ mm \bar{b}
8°	1,94	1,52	1,40
19°	0,72	0,76	0,72
25°	0,36	0,34	0,36
30°	0,25	0,24	0,26



Verlauf von \bar{b} als Funktion
von ϑ im Abstand $h = 0,6$ cm

Fig. 11



Verwendete Nadelform (nat. Gr.)

Fig. 12

V. Die nächsten Versuchsergebnisse zeigen, wie man in willkürlicher Weise das c -Glieder beeinflussen kann. Bei der schmalen Nadel zeigte sich ein negatives c ; bei der breiteren Nadel (und zwar bei $\vartheta > 19^\circ$) war c innerhalb der Fehlergrenzen gleich Null. Ein $c > 0$ erhält man dadurch, daß man Nadeln verwendet, die nach der Duantenfläche hin konkav gebogen sind, wie es Fig. 12 andeutet. Das a -Glieder hatte wieder den hyperbelähnlichen Verlauf; das b -Glieder ist bei dieser Form so klein, daß es keinen Zweck hatte, es in der Tabelle aufzunehmen. Das Glied c nimmt auch hyperbelartigen Verlauf.

Tabelle 8

(vgl. Fig. 13)

h mm	a_1	a_2	c_1	c_2
1	1,08	1,12	24	20
2	0,86	0,87	7,2	8,6
3	0,69	0,73	2,7	2,9
4	0,63	0,66	2,7	2,7
5	0,58	0,55	1,1	1,8

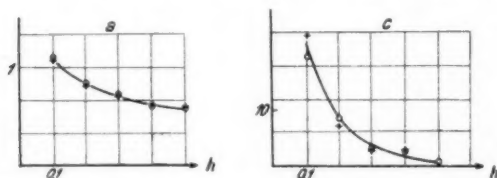


Fig. 13

IV. Folgerungen aus den Meßergebnissen

Aus den Messungen erkennt man, daß man über ein einheitliches Verhalten der quadratischen b -Glieder schwer etwas aussagen kann, da, wie aus dem Kurvenmaterial hervorgeht, jede Unsymmetrie sich anders auswirkt. Leichtes Neigen der einen Duantenfläche ruft sehr starkes Anwachsen des zugehörigen quadratischen Gliedes hervor, eine nicht parallele Nadelfläche erzeugt unter Umständen sogar negatives b . Lediglich der Mittelwert \bar{b} , der, wie im theoretischen Teil gezeigt wurde, maßgebend für die Empfindlichkeit und Astasierungsmöglichkeit ist, verhält sich überall ungefähr gleich. Von einem Abstand h von etwa 0,4 cm an bleibt \bar{b} innerhalb der Fehlergrenzen konstant. Das ist gültig bis herab zu einem Öffnungswinkel des Systems ϑ gleich 10° . Bei schmäleren Nadeln (vgl. die Ergebnisse bei $\vartheta = 8^\circ$) wird \bar{b} kleiner mit zunehmendem Abstand h . Fig. 11 zeigt, daß \bar{b} als Funktion von ϑ in dem Bereich von 8° bis 25° fast linear verläuft. Vergleicht man Tab. 1 und Tab. 5 und 6 mit Fig. 11, so sieht man, daß die entsprechenden Werte \bar{b} sich auch einfügen in die Kurve (die Punkte sind markiert), obgleich r_1 und r_2 nicht

übereinstimmen mit den Werten r , die bei dieser Messung zugrunde gelegt wurden. \bar{b} ist also im wesentlichen nur eine Funktion von ϑ .

Gouy und Orlich¹⁾ waren es, die wohl als erste darauf aufmerksam machten, daß eine Berücksichtigung der höheren Glieder in den Potenzreihenentwicklungen der Kapazitätskoeffizienten für eine exakte Beschreibung des Verhaltens des Quadrantenelektrometers notwendig ist. Scholl²⁾ machte für das Auftreten der höheren Glieder nur die Unsymmetrien, von denen oben schon die Rede war, verantwortlich. Das Kurvenmaterial zeigt aber, daß bei schmalen Nadeln sich auch Randwirkungen stark bemerkbar machen. Der Einfluß der Asymmetrie nimmt bei allen Kurven ungefähr hyperbolisch mit der Höhe ab; in größerem Abstand, ungefähr 0,4 cm, wird der Einfluß der Randwirkungen des Schlitzes und der Nadelränder nicht mehr durch den der Unsymmetrien verdeckt. Fig. 11 zeigt nämlich, daß es unmöglich ist, in einem Abstand von 0,6 cm eine derartige Einwirkung noch anzunehmen; denn bei der Aufstellung der Meßreihe waren 5 verschiedene Nadeln verwandt (jede mit einem anderen Öffnungswinkel), und bei jeder war sicherlich eine andere Unebenheit vorhanden. Trotzdem zeigt die Kurve einen glatten Verlauf. Von einer Veränderlichkeit der Nadelkapazität c_{33} kann in der Umgebung von $\varphi = 0$ nicht die Rede sein; denn in Abschnitt I wurde ja gezeigt, daß die Entwicklung erst mit dem quadratischen Gliede beginnt.

Was die Größenordnung von \bar{b} anbetrifft, so folgt aus den Messungen, daß unter Umständen \bar{b} ebenso groß werden kann wie a z. B. bei kurzer schmaler Nadel. Bei solchen Systemen kann also sehr schnell Labilisierung erreicht werden. Der Nachteil wäre aber ein nicht mehr zu vernachlässigender Einfluß der höheren Glieder, wie aus Fig. 8 und 8' hervorgeht, d. h. die Empfindlichkeit ist dann sehr stark vom Drehwinkel φ abhängig, was gerade vermieden werden soll. Man könnte diesem Übelstande durch Heben der Nadel abhelfen; denn dann wird nach Fig. 8 und 8' das Glied c klein. Aus

1) L. Gouy, Journ. de phys. 7. S. 97. 1888; E. Orlich, Ztschr. f. Instrumentenk. 23. S. 97. 1903.

2) H. Scholl, Phys. Ztschr. 9. S. 915. 1908.

demselben Grunde sind auch gebogene Nadeln zu verwerfen, wie auch solche, deren Umrandungskurve nicht sektorförmig ist, sondern irgendwie anders gestaltet ist.

Nach Gleichung (14) ruft ein positives c — wenn wir von dem nicht kontrollierbaren β absehen — und ein d , welches in allen Fällen wohl negativ ist, mit wachsendem φ ein Anwachsen von L hervor. d muß deshalb negativ sein, da bei großem Winkel φ die Kapazität c_{ii} bei wachsendem φ sich nicht mehr so stark ändern kann, wie in der Umgebung $\varphi = 0$.

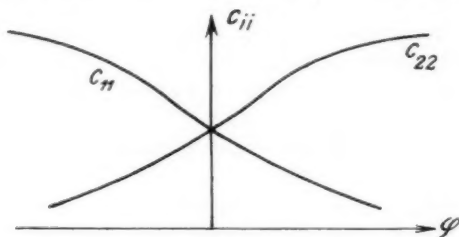


Fig. 14

Die Glieder c_{ii} als Funktion von φ haben etwa die Gestalt wie Fig. 14 andeutet. In der Mitte ist also bei positivem c größte Empfindlichkeit und nach den Seiten hin tritt Stabilisierung auf. Mit kleinerer Duantenspannung ist nach Gleichung (14) dies Verhalten nicht so ausgeprägt. Bei Nadelformen, die von der Duantenfläche aus gesehen konvex gebogen sind, muß es gerade umgekehrt sein. Hier muß in der Mitte Stabilisierung und nach den Seiten hin Labilisierung eintreten. Auch bei flachen Nadeln dürfte, nach den vorliegenden Messungen zu schließen, bei denen L als Funktion von φ experimentell bestimmt wurde¹⁾, ein sehr kleines positives c -Glied auftreten. Gleichung (14) gibt das Verhalten dieser Meßreihe qualitativ wenigstens richtig wieder: Nämlich starke Krümmung der L -Kurve bei großer Duantenspannung und geringe Winkelabhängigkeit bei kleiner Hilfsspannung. Durch Kapazitätsmessungen ist ein $c > 0$ bei breiten, flachen Nadeln leider kaum nachzuweisen, da c zu klein ist. Durch die Umrechnung

1) G. Hoffmann, Ann. d. Phys. 52. S. 695. 1917.

in absolutes Maß, d. h. durch Multiplikation mit $18,1^3$ erscheint dieses Glied nur viel größer, als es sich in Wirklichkeit in einer Meßreihe darbietet. Ein kleiner Meßfehler von 0,2 Proz. beispielsweise genügt, um die Berechnung von c illusorisch zu machen. Trotzdem möge an dieser Stelle nicht unerwähnt bleiben, daß bei der breiten Nadel ($\vartheta = 30^\circ$) c positiv wurde, auch außerhalb der Fehlergrenze. Aber die Unsicherheit war zu groß, als daß dies Ergebnis hier mit aufgenommen wurde. Eine nicht kontrollierbare Unbestimmtheit tritt allerdings in Gleichung (14) durch β auf.

Für die praktische Benutzung des Instrumentes ist es sehr wesentlich, daß durch Heben und Senken der Nadel eine feine Regulierung der Empfindlichkeit sich ermöglichen läßt. Es ist ja:

$$L = aV + \frac{c_{33}}{2a} \left(\frac{2R_0}{V} - \bar{b}V \right)$$

und daher

$$(21) \quad dL = \left[V - \frac{c_{33}}{2a^2} \left(\frac{2R_0}{V} - \bar{b}V \right) \right] da - \frac{c_{33}}{2a} V d\bar{b}.$$

Es muß sich also, wie die Betrachtung von (21) zeigt, immer dann eine Empfindlichkeitssteigerung durch Anheben der Nadel erzielen lassen, solange $\frac{\partial \bar{b}}{\partial h} \geq 0$ ist; denn $\frac{\partial a}{\partial h}$ ist in diesem

Falle negativ und somit auch $\frac{\partial L}{\partial h}$, da der Klammerausdruck

bei da im Bereich $V^2 \geq \frac{2R_0}{b}$ immer größer als Null ist. Ist

aber $\frac{\partial \bar{b}}{\partial h} < 0$, wie das Beispiel der schmalen Nadel zeigt, so ist eine Empfindlichkeitssteigerung zum mindesten in Frage gestellt, da zahlenmäßig der Faktor bei db in Gleichung (21) überwiegt.

Fordert man ferner, daß die Empfindlichkeit des Instrumentes über einen größeren Winkelbereich konstant sein soll, so hat man solche Nadelformen zu wählen, daß alle höheren Glieder in Gleichung (14) — gemeint sind: c , d , V und β — möglichst verschwinden.

Die erforderliche Empfindlichkeit muß sich also durch kleine Hilfsspannung V erzielen lassen. Dies kann man durch passende Wahl von c_{33} in einfacher Weise erreichen; denn

im Bereich der Labilisierung kann man für V etwa setzen

$$\sqrt{\frac{c_{33} R_0}{\frac{1}{2} \bar{b} c_{33} - a^2}}$$
 und man hat nur dafür zu sorgen, daß der Be-

trag von $\sqrt{\frac{\bar{b}}{2} - \frac{a^2}{c_{33}}}$ bei vorgegebenem a und \bar{b} groß wird.

Durch Wahl einer breiten, ebenen Nadel mit einem Öffnungswinkel von $25-30^\circ$ lassen sich auch die beiden anderen Forderungen, die c und d betreffen, erfüllen. Von weiterem Vorteil ist es, den Abstand des Flügels von den Duanten nicht zu gering zu wählen; denn erstens vergrößert sich die Empfindlichkeit, wie oben gezeigt wurde, ferner fällt der Einfluß der Unsymmetrien, d. h. die Größe β , fort, wie aus den Messungen hervorgeht, und endlich werden, worauf schon hingewiesen wurde, c und d dadurch noch weiter herabgesetzt.

Für die Wahl der Flügelform kann aber auch ein anderer Gesichtspunkt entscheidend sein. Es kann beispielsweise gefordert werden, daß der Ausschlag φ für eine bestimmte Ladungsmenge e_3 möglichst groß wird. Da kann man ganz ähnlich schließen wie in Abschnitt I, § 4. Aus verschiedenen Gründen ist es nicht möglich, die Astasierung beliebig hoch zu treiben, sondern nur bis zu einem bestimmten Maß n , das für alle Nadelformen ungefähr gleich groß ist. Es gelte also:

$$R = \frac{1}{n} R_0. \text{ Der Ausschlag } \varphi \text{ ist gegeben durch:}$$

$$\varphi = \frac{e_3 a V}{c_{33} R} = \frac{e_3 a V n}{c_{33} R_0}.$$

V ist gegeben durch:

$$\left(\frac{\bar{b}}{2} - \frac{a^2}{c_{33}}\right) V^2 = R_0 - \frac{1}{n} R_0$$

[nach Gleichung (19)], d. h.

$$\varphi = \frac{e_3 \sqrt{n(n-1)}}{c_{33} \sqrt{R_0}} \cdot \frac{a}{\sqrt{\frac{\bar{b}}{2} - \frac{a^2}{c_{33}}}}.$$

In diesem Ausdruck ist der erste Faktor unabhängig von der Nadelform; über den zweiten können wir noch beliebig verfügen, z. B. so, daß $\sqrt{\frac{\bar{b}}{2} - \frac{a^2}{c_{33}}} > 0$, aber doch nur wenig

von Null verschieden ist; denn dann wird φ groß. Ähnlich wie oben ließe sich das bei festem a und \bar{b} durch passende Wahl von c_{33} erreichen. Ist aber aus irgendwelchen Gründen über c_{33} bereits verfügt, so kann man durch Wahl der Nadelform zweckmäßige Werte von a und \bar{b} erzielen. Der Radius r des Flügelsektors bestimmt dabei a (abgesehen vom Abstand h) und der Öffnungswinkel ϑ die Größe b gemäß Fig. 11. Das System hat dann genau wie in Abschnitt I, § 4 die Eigenschaft, schwer labilisierbar zu sein.

Zusammenfassung

1. Die Messungen ergaben, daß durch gewisse unvermeidbare Unsymmetrien im Instrument die Funktionalgleichung $c_{11}(-\varphi) = c_{22}(+\varphi)$ in so hohem Maße gestört wird, daß zur Beschreibung des Verhaltens der Empfindlichkeit die Theorie eine diesbezügliche Umgestaltung erfahren mußte. Die Asymmetrien sind einmal bedingt dadurch, daß die Duanten nicht genau eine Ebene bilden, zweitens durch gewisse Unebenmäßigkeiten im Flügel, ferner vor allem dadurch, daß Nadel- und Duantenebene nicht genau parallel sind usw. Das Resultat der Untersuchung ist, daß alle Formeln, die schon in einer früheren Arbeit (I) hergeleitet sind, erhalten bleiben, falls man statt b einen Mittelwert $\frac{b_1 + b_2}{2} = \bar{b}$ einführt.

2. Diese Formeln bleiben auch erhalten bei Berücksichtigung einer endlichen Spaltbreite zwischen den Duanten. Bisher waren die Gleichungen unter der Voraussetzung abgeleitet, daß die Duanten unendlich nahe aneinander stehen.

3. Da in den meisten Fällen eine über einen größeren Winkelbereich hin konstante Empfindlichkeit erstrebenswert ist, wird genauer diskutiert, welche Faktoren vor allem für eine Winkelabhängigkeit maßgebend sind. Am Schluß der Arbeit wird gezeigt, welche Umstände am Elektrometer realisiert sein müssen, um obige Forderung zu erfüllen.

4. Eine Grenze der Empfindlichkeit wird erreicht:

- a) durch vorhandene Dämpfung,
- b) durch Schwankungserscheinungen (Brownsche Molekularbewegung).

ad a) Der Verlauf der Betrachtungen zeigt, von welchen Faktoren die Dämpfung abhängt.

ad b) Es ergibt sich das Resultat, daß die Schwankungen, die durch Brownsche Molekularbewegung hervorgerufen werden, theoretisch wenigstens, in beliebig hohem Maße ausgeschaltet werden können bei geeigneter Wahl der Instrumentkonstanten. Die praktische Grenze liegt ungefähr bei 200 Elementarquanten.

5. Die experimentellen Untersuchungen, die an einem vergrößerten Modell des Elektrometers vorgenommen wurden, lieferten die Höhenabhängigkeit der Koeffizienten in den Potenzreihenentwicklungen. Das Verhalten der Empfindlichkeit wird an Hand des Kurvenmaterials an einigen Beispielen besonderer Nadelformen diskutiert.

Meinem sehr verehrten Lehrer, Hrn. Prof. Dr. G. Hoffmann, möchte ich an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank aussprechen für die Anregung zu dieser Arbeit und die freundliche Unterstützung, die er mir bei ihrer Durchführung dauernd zuteil werden ließ.

Halle, Phys. Inst. d. Universität.

(Eingegangen 25. Januar 1930)

Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur

IV. Dissymmetrie der Lichtemission im Effekt des elektrischen Feldes

Von J. Stark

(Mit 8 Figuren)

Inhalt: 1. Einleitung. — 2. Methoden. — 3. Weitere Einzelheiten der Methoden. — 4. Erscheinungen und Fehlerquellen bei den Beobachtungen an H-Linien. — 5. Dissymmetrie in der Emission von H-Linien. — 6. Intensitätsverhältnis im Längseffekt des elektrischen Feldes auf H-Linien. — 7. Erscheinungen und Fehlerquellen bei den Beobachtungen an He-Linien. — 8. Dissymmetrie in der Emission von He-Linien. — 9. Polarisation von He-Linien im Längseffekt des elektrischen Feldes.

1. Einleitung

Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur ist bereits Gegenstand dreier vorausgehender Mitteilungen. Diese sind enthalten in meiner Axialitätsschrift¹⁾ und haben die Titel: I. Spektrale und strukturelle Analogie, axiale Ordnung von Emissionsträgern; II. Polarisation der Lichtemission von Kanalstrahlen; III. Axialität der Intensität.

In diesen drei Mitteilungen ist die Erkenntnis experimentell begründet, daß die Gleichgewichtslagen eines Oberflächen-elektrons eines chemischen Atoms in bezug auf eine ausgezeichnete Achse des Atoms angeordnet und darum durch Zuordnung bestimmter Achsenwinkel zu charakterisieren sind.

Die Eigenschaft der Axialität der Struktur der Atome eines chemischen Elements bedingt die Möglichkeit, die Atome eines Aggregats axial zu ordnen. In meinen vorhergehenden Untersuchungen II. und III. über diesen Gegenstand habe ich

1) J. Stark, Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur, Polytechnische Buchhandlung A. Seydel, Berlin 1927.

zur axialen Ordnung von Atomen die Richtkräfte benützt, welche die Atome eines Kanalstrahlenbündels beim Laufen durch ein Gas von Seite der gestoßenen oder gestreiften Atome des durchlaufenen Gases erfahren.

Schon vor 15 Jahren habe ich die Vermutung¹⁾ geäußert und später wiederholt, daß die Atome eines Elements auf Grund ihrer elektrischen Polarität in einem elektrischen Felde eine axiale Einstellung in bezug auf die Feldachse erfahren. Diese Vermutung erhielt für mich neues Leben, als ich die Erkenntnis der Axialität der Atomstruktur gewonnen und die von mir schon früher entdeckte Dissymmetrie der Lichtemission im axialen Effekt der Kanalstrahlen erneut untersucht hatte. Ich folgerte: Wenn die Atome eines Elements im elektrischen Felde eine axiale Einstellung erfahren, dann müssen sie infolge dieser axialen Ordnung im elektrischen Felde ähnlich wie im axialen Effekt der Kanalstrahlen eine Dissymmetrie ihrer Lichtemission in dem Sinne zeigen, daß die Intensität ihrer Spektrallinien in der Richtung des elektrischen Feldes größer oder kleiner ist als die Intensität in der entgegengesetzten Richtung.

Eine Stütze für die Richtigkeit der vorstehenden Folgerung erhielt ich bereits gegen Ende des Jahres 1928. Ich beobachtete nämlich an der Wasserstofflinie H_γ im Längseffekt des elektrischen Feldes auf sie eine Dissymmetrie der Intensitäten der roten Komponenten in bezug auf die symmetrisch zu ihnen gelegenen violetten Komponenten. Aber diese Beobachtung hatte alleinstehend für sich keine Beweiskraft. Die beobachtete Intensitätsdissymmetrie konnte durch eine sekundäre Erscheinung, welche nichts mit der gesuchten neuen Erscheinung zu tun hatte, bedingt sein. Um die Wirklichkeit der Dissymmetrie der Lichtemission im elektrischen Feld außer jeden Zweifel zu setzen, war es notwendig, zu untersuchen, ob die bei H_γ beobachtete Intensitätsdissymmetrie sich umkehrt, wenn die Richtung des Feldes umgekehrt wird. Und wenn diese Frage durch die Beobachtung bejaht war, mußte untersucht werden, ob die bei H_γ beobachtete Erscheinung in gesetzmäßiger Weise bei den übrigen beobachtbaren Wasserstofflinien wiederkehrt. Und

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 48. S. 210. 1915 (Polarisierung und Verstärkung einer Serie); Wiensches Handbuch der Experimentalphysik, 21. S. 517. 1927 (Ordrende Wirkung des elektrischen Feldes auf die emittierenden Linienträger).

um eine Erscheinung von so grundlegender Bedeutung wie die Dissymmetrie der Emission von Spektrallinien außer jeden Zweifel zu stellen und ihre gesetzmäßige Wiederkehr bei den Atomen anderer Elemente als Wasserstoff zu prüfen, mußte ihre Untersuchung auf möglichst viele Linien eines zweiten Elements, des strukturell einfachsten Elements nach dem Wasserstoff, also auf die beobachtbaren Linien des Heliums ausgedehnt werden. Natürlich war im Laufe dieser ausgedehnten Untersuchungen stets mit größtem Mißtrauen das Hereinspielen von Fehlerquellen zu beachten, und um etwaige methodische Fehler aufzudecken, mußten die gewonnenen Ergebnisse mit Hilfe einer anderen Methode nachgeprüft werden. Aber auch diese eingehende Untersuchung der Dissymmetrie der Lichtemission im elektrischen Feld erschien mir noch nicht ausreichend, um volle Gewißheit über den gesetzmäßigen Zusammenhang zwischen der Axialität der Lichtemission und der Axialität der Atomstruktur in der Erscheinung der Dissymmetrie der Emission der Spektrallinien zu geben. Für diesen Zweck war es notwendig, meine früheren Beobachtungen über die Dissymmetrie der Lichtemission im axialen Effekt der Kanalstrahlen nachzuprüfen und für eine Reihe von Spektrallinien zu ergänzen.

Schon die Durchführung der vorstehenden Untersuchungen nach Ausarbeitung von brauchbaren Methoden beanspruchte viel Zeit. Aber auch die Aufsuchung eines gangbaren Weges in das neue experimentelle Gebiet kostete viel Zeit und Mühe. Dazu kam, daß so manche spektrale Aufnahme durch das tückische Spiel von Zufälligkeiten, wie Undichtwerden der Kanalstrahlenröhre, Verschiebung des Feldgebiets, Versagen der benützten Influenzmaschine, störende Änderung der Zimmertemperatur usw. verunglückte. Aus diesen Gründen nahm die Durchführung der geplanten Untersuchungen den größten Teil des Jahres 1929 in Anspruch. Viele Wochen war ich dann mit der sorgfältigen Mikrophotometrierung einer großen Zahl von brauchbaren Spektrogrammen beschäftigt. Im Laufe des Jahres 1929 machte ich in zwei vorläufigen Veröffentlichungen¹⁾ kurze Mitteilung von einigen der erhaltenen Ergebnisse.

Wenn ich im vorstehenden auf den Umfang und auf die Schwierigkeit meiner Untersuchungen über die Dissymmetrie

1) J. Stark, *Die Naturwiss.* 17. S. 568 u. 983. 1929; *Nature* 124. S. 125 u. 946. 1929.

der Lichtemission im Effekt des elektrischen Feldes und im axialen Effekt der Kanalstrahlen hinwies, so geschah dies, um zu entschuldigen, daß meine Untersuchungen in manchen Punkten unvollständig und in manchen quantitativen Angaben zweifellos nicht genau sind. Die Aufgabe, die ich zunächst zu lösen hatte, war die Ausarbeitung von brauchbaren Methoden, die Erkennung von sekundären Erscheinungen und von Fehlerquellen und schließlich die experimentelle Sicherstellung der neuen Erscheinung und die Ermittlung der wichtigsten sie beherrschenden Gesetzmäßigkeit. Zur Entschuldigung der Unvollkommenheit meiner Untersuchungen mag der Leser, der die Schwierigkeit derartiger experimenteller Arbeiten kennt, noch gelten lassen, daß mir bei ihrer Durchführung nicht die sachlichen und persönlichen Hilfsmittel eines großen staatlichen Institutes, sondern nur die beschränkten Mittel des Privatlaboratoriums in meinem Hause in Großhesselohe zur Verfügung standen.

2. Methoden

Der Grundgedanke der in der vorliegenden Untersuchung angewandten Methode ist derselbe wie in meinen ersten Untersuchungen über den Effekt des elektrischen Feldes auf Spektrallinien: es werden Kanalstrahlen in einer Stromröhre unter geeigneten Bedingungen erzeugt und durch einen Kanal oder mehrere Kanäle hinter die Kathode in ein elektrisches Feld geleitet; es wird dann in diesem die Lichtemission durch die eingeleiteten Kanalstrahlen angeregt. Die Röhre, welche nach den Vorversuchen für die vorliegenden Untersuchungen verwendet wurde, hatte die aus der Fig. 1a ersichtliche Form. Sie war aus Quarzglas, ihre lichte Weite betrug 4,4 cm, ihre Länge ungefähr 22 cm. An ihrem unteren offenen Ende war sie, wie die Figur ersehen läßt, in ein sie von außen her knapp umfassendes Kühlgefäß¹⁾ aus Messing eingekittet. Dieses diente als Kathode der Kanalstrahlenröhre; es war aus einem Messingzylinder herausgedreht, es besaß außen einen ringförmigen 8 mm breiten, 12 mm hohen Hohlraum, durch den während des Betriebes der Kanalstrahlenröhre Wasser zur Kühlung des

1) Sämtliche feinmechanischen Arbeiten an den von mir verwendeten Elektroden wurden nach meinen Angaben von der Feinmechanischen Werkstätte J. Hafensteiner in München, Rupprechtstraße 6 ausgeführt.

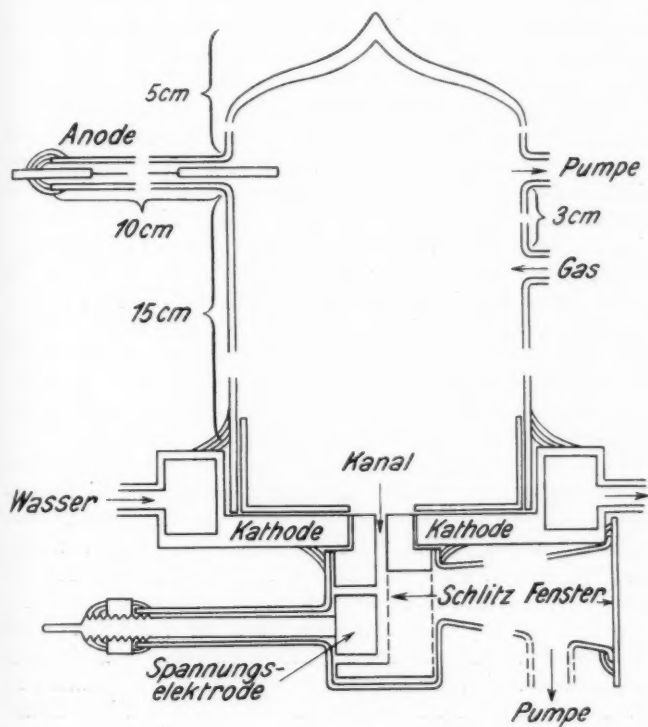


Fig. 1a

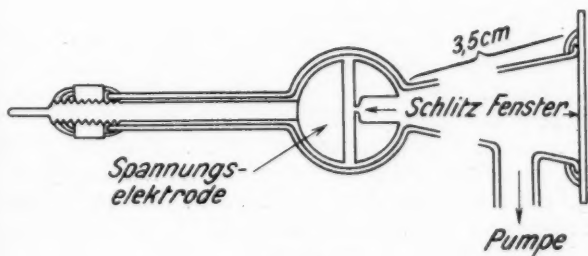


Fig. 1b

kathodischen Teiles der Stromröhre geleitet werden konnte. Der zentrale Teil der Kathode war eine 5 mm dicke Platte; auf deren an die Stromröhre grenzende Seite war eine oben offene Dose aus 1 mm dickem Aluminiumblech aufgesetzt, deren Boden die kathodische Messingfläche bedeckte und deren zylindrische Seitenwand sich eng an die Quarzglasröhre legte. Diese Aluminiumdose hatte den Zweck, als Auffallfläche der Kanalstrahlen zu dienen und die sonst viel stärkere kathodische Zerstäubung des Messings zu verhindern. Koaxial mit der Kanalstrahlenröhre war in den zentralen Teil der kathodischen Messingplatte ein massiver Aluminiumzylinder eingesetzt, in dessen Achse der Kanal geschnitten war, durch den die Kanalstrahlen in das elektrische Feld hinter der Kathode liefen; dieser Teil der Röhre ist weiter unten beschrieben. Die Anode der Kanalstrahlenröhre war in ihrem oberen Ende in einem seitlichen 4 mm weiten, 10 cm langen Röhrchen angebracht; sie war ein 2 mm dicker Aluminiumdraht und ragte etwa 7 mm weit in die Stromröhre hinein. Dieses hineinragende Ende wurde durch einen kleinen Teil der auftreffenden Kathodenstrahlen ziemlich stark erwärmt und, um die Kittung am äußeren Ende der Anode vor der Erweichung durch die zugeleitete Wärme zu schützen, war in den mittleren Teil des anodischen Aluminiumdrahtes ein 6 mm langer 0,1 mm dicker Messingdraht eingefügt. Das obere Ende der Stromröhre hatte eine Wand, deren Dicke aus folgendem Grunde von 2 bis 4 mm anwuchs. In Kanalstrahlenröhren von der vorliegenden Art, die mit mehr als 1 mA und mehr als 5000 Volt Kathodenfall belastet werden, wird die Auftreffstelle der Kathodenstrahlen stark erwärmt und zum Ausgangspunkt einer intensiven Röntgenstrahlung. Um deren störende und physiologisch gefährliche Intensität nach Möglichkeit herabzusetzen, muß man die Kathodenstrahlen auf ein Material aus leichten Atomen, z. B. Aluminium oder Quarz auffallen lassen. Und um die an der Auftreffstelle von ihnen entwickelte Wärme rasch abzuleiten und so eine gefährliche Temperaturerhöhung zu verhindern, machte ich die Quarzglaswand selbst zur Auftreffstelle. Trotzdem sie durch die unmittelbare Berührung mit der umgebenden Luft und durch den an der Röhre hochsteigenden Luftstrom gut gekühlt war, erwärmte sie sich während des Betriebes häufig bis zur Hellrotglut.

Wie die Fig. 1a erkennen läßt, waren an der der Anode gegenüberliegenden Seite der Kanalstrahlenröhre zwei Seitenröhrchen (4 mm weit, 8 cm lang) angebracht. Das untere derselben diente zur Einleitung des Füllgases in die Röhre, das obere führte über einen Hahn auf kurzem Wege zur Pumpe. Dieses zweite Seitenröhrchen hatte folgende wichtige Aufgabe. Während der spektrographischen Aufnahmen floß das zu untersuchende Gas aus der Kanalstrahlenröhre durch den engen Kathodenkanal in den Raum des elektrischen Feldes und von da weiter zur Pumpe; es war also in den Gasstrom der große Widerstand des Kathodenkanals eingeschaltet und die Stromstärke sehr klein. Nun war aber für das Gelingen der spektrographischen Aufnahmen unbedingt notwendig, daß das zu untersuchende Gas rein war, daß also die Stromröhre infolge ihrer Belastung während des Betriebes von ihren Wänden und Kittungen keine verunreinigenden Gase, vor allem keine Kohlenwasserstoffe mehr abgab. Zu diesem Zwecke mußte die Röhre vor Beginn der brauchbaren Aufnahmen erst bei starker Belastung unter Spülung mit Wasserstoff und unter Umständen sogar mit Helium gereinigt werden. Um die hierbei auftretenden verunreinigenden Gase möglichst rasch abpumpen zu können, mußte ich den Strömungswiderstand auf dem Wege zur Pumpe möglichst klein machen, durfte also nicht über den Kathodenkanal abpumpen; dies geschah vielmehr, indem die Röhre mittels des erwähnten Seitenrohres unmittelbar an die Pumpe angeschlossen wurde; aber selbst dann nahm die Reinigung der Kanalstrahlenröhre noch 6—18 Stdn. in Anspruch. Während der spektrographischen Aufnahmen war die unmittelbare Verbindung der Röhre mit der Pumpe geschlossen.

Auch der Grundgedanke für die Anordnung des elektrischen Feldes zur Beobachtung seines Längseffektes ist von mir bereits in meinen ersten Beobachtungen¹⁾ dieser Art mitgeteilt worden: das Feld wird in die Fortsetzung des Kathodenkanals gelegt zwischen eine mit der Kanalstrahlenkathode metallisch verbundene Elektrode und eine isolierte Elektrode (Spannungselektrode). Dieser Grundgedanke wurde in der vorliegenden Untersuchung in folgender Form ausgeführt. Wie die Fig. 1a erkennen läßt, hatte der Aluminiumzylinder, in dessen Achse

1) J. Stark u. G. Wendt, *Ann. d. Phys.* **43**, S. 983. 1914.

der Kathodenkanal angebracht war, eine gesamte Länge von 11 mm; auf einer Strecke von 5 mm hatte er einen Durchmesser von 10 mm und war auf dieser Strecke in die kathodische Messingplatte eingepreßt. Auf der unteren Strecke von 6 mm hatte er einen Durchmesser von 15 mm und ragte auf dieser Strecke aus der Messingplatte heraus. Dies galt indes nur für die eine Hälfte (links in der Figur) des Zylinders; die andere (rechte) Hälfte setzte sich auf eine Länge von 12 mm fort und trug an ihrem unteren Ende eine 2 mm dicke Aluminiumscheibe von 15 mm Durchmesser. In den Raum zwischen der linken und der rechten Hälfte des Zylinders und seiner Abschlussscheibe war die Spannungselektrode in der Form eines Halbzylinders aus Aluminium so eingepaßt, daß seine ebene Seitenfläche genau in der Fortsetzung der über ihr liegenden Seitenwand des Kathodenkanals lag und der Abstand der unteren und der oberen Endfläche des Halbzylinders von den gegenüberliegenden Flächen des in der Kathode sitzenden Zylinders 1,5 mm betrug. Über den aus dem Boden der Kathode herausragenden Teil des in diesem sitzenden Aluminiumzylinders war ein zylindrisches Gefäß aus Quarzglas so geschoben, daß es fest auf der Rückseite der Kathode aufsaß und von der zylindrischen Seitenfläche der Spannungselektrode einen Abstand von 0,5 mm hielt. An diesem Quarzglasgefäß war auf der einen Seite ein 4 cm langes 4 mm weites Röhrchen angebracht; in diesem saß dicht anliegend der Aluminiumdraht, welcher in die Spannungselektrode festgeschraubt war und diese in unveränderlicher Lage während der Aufnahmen zu halten hatte. An seinem äußeren Ende trug dieser Draht ein Gewinde; längs diesem wurde eine Schraubenmutter bis zum festen Aufsitzen auf dem Rand des Quarzglasrohres verschoben, so daß der die Spannungselektrode haltende Drahtstift während der Aufnahmen durch den äußeren Luftdruck und durch die an der Elektrode nach innen ziehende elektrische Kraft unter Nachgeben der zähflüssigen Kittung nicht verschoben werden konnte. Auf der zur Spannungselektrode entgegengesetzten Seite trug das Quarzglasgefäß ein Seitenrohr, das von einer $4 \times 7 \text{ mm}^2$ großen Ansatzöffnung auf eine Öffnung von 15 mm Durchmesser am Ende längs einer Strecke von 3,5 cm sich erweiterte; es war dies das Seitenrohr, durch dessen planparalleles aufgekittetes Fenster hindurch die Beobachtung der Lichtemission erfolgte.

In etwa 1,5 cm Abstand von seinem Fenster war an diesem Seitenrohr ein in Wirklichkeit waagerechtes, in der Fig. 1a in die Richtung nach unten gelegtes Seitenrohr angebracht, das zur Pumpe führte. Die innere Wand des Fenster-Seitenrohres war mit Ruß gut geschwärzt, um zu verhüten, daß von dieser Wand, sei es infolge Reflexion oder infolge Fluoreszenz unter auftretenden Kathodenstrahlen störendes Licht in die Sehachse der Beobachtung gelangte.

In der Mitte der Hälfte des auf die Kathode aufgesetzten Aluminiumzylinders war längs seiner Achse genau in der Halbierungsebene des Kathodenkanals ein 0,2 mm weiter Schlitz angebracht. Durch diesen hindurch konnte, wie die einen Querschnitt darstellende Fig. 1b erkennen läßt, von der Fensterseite her die Lichtemission im elektrischen Feld zwischen Spannungselektrode und der ihr gegenüberstehenden Zylinderhälfte beobachtet werden und zwar bei den in der Figur angegebenen Winkelstellungen längs der Achse des elektrischen Feldes. Der Schlitz lief von der Bodenplatte der Zylinderhälfte entlang der Spannungselektrode, darüber hinaus entlang dem Zwischenraum zwischen dieser und dem über ihr sitzenden kathodischen Aluminiumzylinder, ja noch 2 mm weiter entlang der anderen Zylinderhälfte. Das Gesichtsfeld durch das Fenster und den Schlitz hindurch umfaßte also gleichzeitig übereinander die Lichtemission der Kanalstrahlen im elektrischen Feld längs einer Strecke von etwa 4 mm, die Emission in einem feldschwachen oder feldfreien Gebiet innerhalb des Kathodenkanals längs einer Strecke von 2 mm und der Emission aus dem 1,5 mm langen Zwischenraum zwischen diesen Gebieten, in dem die Feldstärke inhomogen von dem sehr kleinen Werte an der Kanalöffnung bis zu dem starken homogenen Feld entlang der Spannungselektrode anstieg.

Die vorstehende Anordnung zur gleichzeitigen Beobachtung der feldfreien und der feldhaften Emission einer Spektrallinie verwirklichte den Grundgedanken einer von mir gewählten photometrischen Methode. Es sollte ja die Intensität einer Linie für ihre Emission in der Richtung des elektrischen Feldes mit der Intensität für ihre Emission entgegengesetzt zur Feldrichtung verglichen werden. Diesen Vergleich erreichte ich mittelbar durch den Vergleich einer jeden der zwei Intensitäten mit der Intensität der Emission aus dem feldfreien Gebiet

innerhalb des Kathodenkanals; der Quotient der so gewonnenen zwei Intensitätsverhältnisse gab das gesuchte Verhältnis der Intensitäten der Emissionen gegen und in Richtung des elektrischen Feldes, wie weiter unten noch näher ausgeführt werden wird. Wie bereits bemerkt wurde, erstreckt sich das Gesichtsfeld innerhalb des Kathodenkanals auf eine Länge von 2 mm. Da die Breite des Kanals senkrecht dazu, also der Elektrodenabstand im Felde nur 1,2 mm betrug, so hielt ich jene Länge des Gesichtsfeldes innerhalb des Kanals für groß genug, um für den größeren Teil derselben ein störendes Hereingreifen der Kraftlinien aus dem Feldgebiet in den Kanal sicherzustellen. In der Tat schnitt auch die beobachtbare Verschiebung von Linien durch das elektrische Feld ziemlich genau am Kanalende ab. Bei der Photometrierung stellte sich aber doch heraus, daß die elektrischen Kraftlinien bis zu ungefähr 0,6 mm Tiefe in den Kanal hineingegriffen und dort die Intensität der Emission einiger Linien erheblich für eine bestimmte Feldrichtung gesteigert hatten. Für eine Wiederholung meiner Beobachtungen empfiehlt es sich also, die Länge des Gesichtsfeldes innerhalb des Kanals gleich dem Dreifachen des Elektrodenabstandes im Feld zu wählen, um eine ausreichend lange feldfreie Strecke innerhalb des Kanals zu erhalten.

Bei der vorstehenden photometrischen Methode sind zur Ermittlung des Verhältnisses der Intensitäten gegen und in Richtung des Feldes zwei unmittelbar aufeinanderfolgende Aufnahmen unter den gleichen Versuchsbedingungen notwendig. Für den Zweck der Kontrolle dieser Methode habe ich noch eine andere Methode angewendet, bei der die Intensitäten gegen und in Richtung des Feldes gleichzeitig beobachtet wurden. Es ist dies die Methode der sechs Prismen, welche ich bereits vor zwanzig Jahren zum Vergleich der Intensitäten der Emission von Kanalstrahlen in und gegen deren Richtung angewendet habe.¹⁾ Aus Fig. 2 ist die Anordnung des Feldes und der Prismen bei dieser Methode zu ersehen. Im Unterschied von der Form in Fig. 1a hat die Spannungselektrode hier die Form eines Halbzylinders, der auf eine kreisförmige

1) J. Stark, *Phys. Ztschr.* **11.** S. 179. 1910. Hr. Professor Dr. H. Starke bin ich für die leihweise Überlassung der schon früher von mir benutzten 6 Prismen aus dem Aachener Physik. Institut zu Dank verbunden.

Bodenplatte aufgesetzt ist und von unten her durch einen Draht in einem Ansatzrohr in seiner Lage gegenüber dem an der Kathode sitzenden Halbzylinder fixiert gehalten wird. Beide Halbzylinder sind mit 0,2 mm weiten Schlitten genau in der Halbierungsebene des Kathodenkanals versehen. Durch sie und durch zwei ihnen zugeordnete Fenster an zwei symmetrischen Seitenrohren hindurch können die Emissionen in und gegen Richtung des Feldes durch Vermittlung der sechs

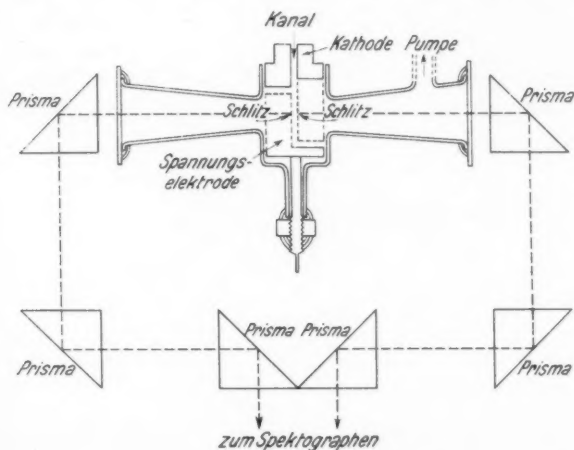


Fig. 2

gemäß der Figur angeordneten Prismen gleichzeitig im Spektrographen beobachtet werden.

Die zwei vorhergehenden Methoden dienten dazu, die Intensität der Emission längs der Achse des elektrischen Feldes zu untersuchen. Aus bestimmten Gründen wollte ich außerdem die Emission in einer Richtung von 45° und in der dazu entgegengesetzten Richtung von 135° zur Richtung des elektrischen Feldes untersuchen. Für diese Aufgabe wurde die aus Fig. 3 ersichtliche Anordnung benützt. Wie sie zeigt, ist in ihr an der Anordnung nach Fig. 1a lediglich die Sechachse, also das seitliche Rohr mit dem Fenster um 45° gegen die Achse des Feldes und gleichzeitig gegen die Achse der Kanalstrahlen ge-

dreht. Bei Umkehrung der Feldrichtung ändert sich also der Winkel zwischen der Emissions- und der Feldrichtung von 45° auf 135° . Der Winkel zwischen der Emissionsrichtung und der Richtung der Kanalstrahlen bleibt hierbei unverändert 45° . Bei dieser Stellung der zwei Richtungen zueinander tritt an den Emissionslinien von Seite der bewegten Kanalstrahlenatome in der bekannten Weise der Dopplereffekt auf; sie werden demgemäß entsprechend der Geschwindigkeit ihrer Träger nach Violett verschoben. An den Linien der ruhenden Gasatome fehlt der Dopplereffekt. Im Falle der Anordnungen nach Fig. 1a und Fig. 2 fehlt, wie nachträglich bemerkt sei, der Kanalstrahldopplereffekt ebenfalls, da ja bei ihnen die Sehachse senkrecht auf der Geschwindigkeitsachse steht, die be-

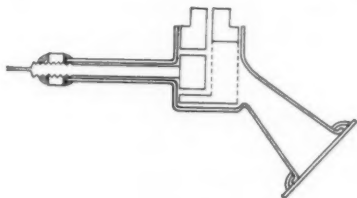


Fig. 3

wegte Intensität der Kanalstrahlenatome also unverschoben mit der ruhenden Intensität der gleichartigen Atome des ruhenden Gases zusammenfällt. Nun mag es beim ersten Blick auf die eben angegebene Methode scheinen, als ob sie wegen des Auftretens des Dopplereffektes in Form breiter Streifen für die Aufgabe der vorliegenden Untersuchung vollständig unbrauchbar sei. Dies trifft in der Tat für die Wasserstofflinien der H-Kanalstrahlen zu. Wie ich mich durch eine Aufnahme überzeigte, tritt bei ihnen infolge der Überlagerung der breiten Dopplerstreifen der Komponenten im elektrischen Felde eine unentwirrbare Verwaschung des spektralen Bildes ein. Aber für den Fall von Helium-Kanalstrahlen in Helium ist dies nicht der Fall. Denn während bei Wasserstoff-Kanalstrahlen in Wasserstoff, wie in der folgenden Mitteilung noch besonders gezeigt wird und auch schon bekannt ist, die bewegte Intensität sehr viel größer als die ruhende ist, überwiegt bei Helium-

Kanalstrahlen in Helium umgekehrt die ruhende Intensität weitaus die bewegte, wie ebenfalls bereits bekannt ist und weiter unten an einem Spektrogramm gezeigt wird.

An der Untersuchung der Wasserstofflinien für die Emissionsrichtungen 45° und 135° lag mir vor allem deswegen viel, weil für diese Emissionsrichtungen auch die parallel der Feldachse schwingenden Linienkomponenten neben den senkrecht dazu schwingenden Komponenten zur Beobachtung kommen, während jene in der Emission parallel der Feldachse fehlen. Aus diesem Grunde wählte ich für die Untersuchung der Wasserstofflinien in den Emissionsrichtungen 45° und 135° die aus Fig. 4 ersichtliche Anordnung. Im Vergleich zu der Anordnung in Fig. 1b ist in ihr wie dort die Sehachse senkrecht zur Geschwindigkeitsachse der Kanalstrahlen gestellt, so daß kein Kanalstrahlen-Dopplereffekt auftreten kann; dagegen ist



Fig. 4

die Sehachse um 45° gegen die Feldachse geneigt. Um diese Stellung zu erreichen, ist der Schlitz in der kathodischen Aluminiumzylinderhälfte dissymmetrisch zur Seite gedreht und auch der Schlitz aus der Halbierungsebene des Kathodenkanals so nach der Ecke seines quadratischen Querschnittes von $1,5 \times 1,5 \text{ mm}^2$ verschoben, daß die Sehachse das Kanalstrahlenbündel gerade in einer Diagonalebene durchschneidet. Diese Anordnung genügte zwar der gestellten geometrischen Forderung; aber leider erhielt ich mit ihr keine brauchbaren Spektrogramme und zwar deswegen, weil für die gestellte Aufgabe die mit meinen Hilfsmitteln erreichbare Lichtstärke nicht genügend war. Wie ja leicht zu sehen ist, erscheinen für eine Emissionsrichtung von 45° neben den *pa*-Komponenten die linear parallel der Feldachse schwingen, immer auch die *se*-Komponenten, welche für diese Emissionsrichtung elliptisch um die Sehachse schwingen; dabei ist die Intensität der *pa*-

Komponenten erheblich kleiner als im Quereffekt und ebenso diejenige der *se*-Komponenten kleiner als im Längseffekt. Bei der Linie H_β fallen die Komponenten der zwei Arten zudem zum Teil zusammen und bei den übrigen Linien liegen sie so dicht beisammen, daß eine ziemlich große Dispersion zu ihrer Auseinanderlegung nötig ist. Bei Steigerung der Dispersion nimmt aber die spektrographische Lichtstärke ab. Wenn ich trotz meines Mißerfolges bei der Suche nach einer Dissymmetrie der Emission der *pa*-Komponenten der H-Linien die vorstehende Anordnung hier mitgeteilt habe, so geschah dies, um anderen Beobachtern, die über bessere Hilfsmittel als ich verfügen, einen gangbaren Weg zu zeigen, aber auch um auf dessen Schwierigkeiten aufmerksam zu machen.

3. Weitere Einzelheiten der Methoden

Mancher Leser wird vielleicht bereits mit Ungeduld meinen bisherigen eingehenden Ausführungen über die von mir angewandten Methoden gefolgt sein und fragen, ob denn im Vergleich zu vielen anderen Veröffentlichungen über experimentelle Untersuchungen hier eine so eingehende Behandlung der Methoden nötig ist. Auf diese Frage muß ich allerdings mit einem bestimmten Ja antworten. Die von mir nach diesen Methoden durchgeführten Untersuchungen sind die ersten ihrer Art in der Literatur und sie gehören zu den schwierigsten der Physik. Damit sie wiederholt werden können und damit dem Wiederholer viele Arbeit und viel Mißerfolg erspart bleiben und auch Fehler vermieden werden, müssen selbst scheinbar untergeordnete Einzelheiten meiner Methoden eingehend beschrieben und beachtet werden. Denn selbst scheinbar untergeordnete Vorgänge können, wie ich erfahren mußte, eine unter den besten Bedingungen in Gang gesetzte Aufnahme verunglücken lassen oder Fehler bedingen, welche das Ergebnis fälschen oder unbrauchbar machen.

In methodischer Hinsicht sind die Vorgänge in dem Raum, aus dem die zu analysierende Lichtemission kommt, von großer Bedeutung; es sind in der Hauptsache Vorgänge, welche durch das Zusammenwirken von Kanalstrahlen und elektrischem Feld bedingt werden.

Die Kanalstrahlen, welche im Feldgebiet verlaufen, fallen, soweit sie neutral sind, auf die Aluminium-Bodenplatte auf,

welche an dem einen Halbzylinder angebracht ist, und bringen an dieser unter Umständen eine erhebliche Erwärmung hervor. Um eine störende Wirkung derselben auf die benachbarten Kittungen zu verhindern, ist es nötig, gegen das Quarzglasgefäß, das die Feldelektroden umschließt, einen starken Luftstrom zur Kühlung blasen zu lassen.

Eine weitere Wirkung der Kanalstrahlen ist die Ionisierung des Gases im Gebiet des elektrischen Feldes und die Emission von Elektronen beim Auftreffen auf die Oberfläche der Feldelektroden. Die so erzeugten Ionen im Feldgebiet geben die Möglichkeit für das Zustandekommen eines elektrischen Stromes zwischen den Feldelektroden und für die Erzeugung von Kathoden- und Kanalstrahlen im Gebiet des Feldes. Diese bringen mehrere Wirkungen hervor, welche sorgfältig beachtet werden müssen.

Sowohl die Kathoden- wie die Kanalstrahlen aus dem elektrischen Feld führen bei großer Spannungsdifferenz zwischen den Feldelektroden (in meinen Versuchen 11—17 kV) eine beträchtliche Energie mit sich und bewirken eine erhebliche Erwärmung der Feldelektroden, soweit sie auf diese auftreffen. Auch wegen dieser Wärmewirkung ist es notwendig, das Quarzglasgefäß des Feldes durch einen starken Luftstrom von außen her zu kühlen.

Infolge der Zerstäubung der Aluminiumelektroden unter den auftreffenden Kanalstrahlen bilden sich infolge von Ionisierung positiv geladene Al-Ionen und infolge Dissoziation und Ionisierung von verunreinigenden Kohlenwasserstoffmolekülen im Feldgebiet positive Kohlenstoffionen. Beide Ionenarten werden vom Feld erfaßt und in Kanalstrahlen verwandelt. Läuft nun die Feldrichtung nach dem Fenster, so tritt ein Teil der Al- und C-Kanalstrahlen durch den Schlitz, verläuft in der Richtung nach dem Fenster und setzt sich auf dessen Innenseite als Beschlag ab. Bei längerem Betrieb der Kanalstrahlröhre unter diesen Bedingungen kann der Beschlag des Fensters so stark werden, daß er die durch ihn nach außen laufende Emission erheblich schwächt. Man hat darum während des Betriebes der Röhre dauernd das Fenster in dieser Hinsicht zu kontrollieren und es beim Merklichwerden des Beschlages durch ein neues Fenster zu ersetzen.

Eine weitere störende Wirkung der aus dem elektrischen

Feld kommenden Kathodenstrahlen ist für den Fall der entgegen der Feldrichtung laufenden Emission („gegenlaufende Emission“) das Auftreten von Fluoreszenz der inneren Fensterwand unter den auffallenden Kathodenstrahlen. Diese liefert im Spektrogramm einen kontinuierlichen Streifen, welcher sich über den feldbeeinflussten Teil einzelner Linien lagern und so die Messung von deren Intensität fälschen oder unmöglich machen kann. Um diese störende Fluoreszenz wenig intensiv werden zu lassen, hat man für das Fenster ein wenig fluoreszierendes Glas zu wählen. Auch benachteiligt die weiter unten beschriebene optische Methode der Abbildung auf den Spektrographenspalt die Intensität der Glasfluoreszenz im Vergleich zur Intensität der Linienemission aus dem Feld. Zur Verminderung und Ablenkung der Fluoreszenz des Fensters bediente ich mich außerdem folgenden Kunstgriffes. Ich neigte die Spannungselektrode ein klein wenig so, daß ihre obere am Kanalende gelegene Kante einen etwas kleineren Abstand von der gegenüberliegenden Elektrode als ihre untere Kante hatte. Dadurch erreichte ich zwei Vorteile: erstens wurde die vom Feld besetzte Fläche der Spannungselektrode (in diesem Falle Kathode des Feldes) nicht mehr von so vielen primären Kanalstrahlen als ohne diese kleine Neigung getroffen, lieferte darum eine viel kleinere Anzahl von Elektronen unter den auftretenden Kanalstrahlen und infolgedessen auch eine kleinere Zahl von sekundären Kathodenstrahlen; außerdem erhielten diese durch die geringe Neigung der Kraftlinien an der geneigten Platte eine geringe Ablenkung von der Achse des Fensterseitenrohres weg und trafen nach Durchlaufen einer Strecke von 4 cm das Fenster nicht mehr überwiegend in seinem zentralen Teil, sondern exzentrisch außerhalb des Bildfeldes der Linien aus dem Feld.

Außer der Fluoreszenz des Fensters konnten die Kathodenstrahlen aus dem Feld und bei Umkehrung der Feldrichtung nunmehr auch die Kanalstrahlen aus dem Feld noch eine störende Lichtemission in dem Gas auf ihrem Wege von dem Schlitz bis zum Fenster hervorbringen und zwar gerade in den Linien des zu untersuchenden Gases. Es ist weiter unten dargestellt, durch welche Methode das Auftreten dieser Emission sichtbar gemacht werden konnte. Hier sei dargelegt, durch welche Maßnahme die Intensität dieser störenden Emission so

weit herabgesetzt wurde, daß sie bei den meisten untersuchten Linien außer Betracht bleiben konnte. Für diesen Zweck war es notwendig, die Zahl der Kanalstrahlen und vor allem der Kathodenstrahlen aus dem Feld nach Möglichkeit zu vermindern, eine Forderung, welche auch von der Rücksicht auf die Erwärmung der Feldelektroden, auf die Fluoreszenz des Fensters und auf die weiter unten besprochene elektrische Stromstärke im Felde gestellt wurde. Abgesehen von dem eben erwähnten Kunstgriff der Neigung der Spannungselektrode wurde dieser Forderung vor allem dadurch genügt, daß der Querschnitt des Kanalstrahlenbündels so klein gewählt wurde, als im Interesse der Lichtintensität noch eben zulässig war, ferner dadurch, daß die Ionisation im ruhenden von den sekundären Strahlen durchlaufenen Gas nach Möglichkeit durch Erniedrigung des Gasdruckes herabgesetzt wurde. Demgemäß wurde erstens der Querschnitt des Kathodenkanals nur $1,2 \times 0,5 \text{ mm}^2$ groß gewählt. Zweitens wurde bei diesem kleinen Querschnitt die Länge des Kanals tunlichst groß, nämlich gleich 11 mm gewählt und so der Widerstand der Gasströmung im Kanal groß gemacht. Dadurch wurde erreicht, daß der Gasdruck im Felde und im Fenster-Seitenrohr erheblich kleiner war als in der Kanalstrahlenröhre selbst. Es floß ja bei den spektrographischen Aufnahmen das zu untersuchende Gas zunächst in die Kanalstrahlenröhre, von da durch den Kathodenkanal in den Raum des Feldes, von da durch das Fenster-Seitenrohr zur Pumpe.

Wichtig für das Gelingen der vorliegenden Untersuchung war auch die Art der Abbildung des zu untersuchenden Emissionsgebietes auf den Spalt des Spektrographen. Ich wählte nämlich dessen Breite nicht klein, wie es in der Regel geschieht, und bildete dann auf den schmalen Spalt den ebenfalls schmalen Schlitz ab, durch den die zu untersuchende Emission kam. Bei diesem Vorgehen wäre die Gefahr zu groß gewesen, daß infolge einer kleinen relativen Verschiebung von Kanalstrahlenröhre und Spektrograph das Schlitzbild auf dem Spalt sich verschob, so daß das Spaltrohrobjektiv nicht mehr genügend gefüllt war; und wenn Schlitzbild und Spalt nicht ganz streng parallel gewesen wären, hätte infolge einer minimalen Verschiebung der beiden gegeneinander von Aufnahme zu Aufnahme die Intensitätsverteilung entlang dem spektrographischen Schlitzbild für die einzelnen Linien sich in ganz unkontrollierbarer Weise

ändern können. Darum machte ich den Spektrographenspalt ungefähr 1 mm weit und bildete in seiner Ebene den Schlitz scharf ab. Dadurch wurden die eben gekennzeichneten Fehler vermieden und außerdem noch folgender Vorteil gewonnen. Trat Lichtemission in dem Gasraum des Fenster-Seitenrohres auf unter der Wirkung der Kathoden- oder Kanalstrahlen aus dem Felde, so füllte deren unscharfes Bild auf dem Spektrographenspalt dessen ganze Weite (ungefähr 1 mm); infolgedessen waren die Linien, welche in störender Weise von dem Gas im Fenster-Seitenrohr emittiert wurden, in ihrem spektrographischen Bild ebenfalls ungefähr 1 mm breit, konnten hieran sofort erkannt und von den schmalen Linien der durch den Schlitz kommenden Emission unterschieden werden.

Eine weitere wichtige Aufgabe bei der Durchführung von Untersuchungen von der vorliegenden Art ist die Herstellung und Aufrechterhaltung einer während der Dauer der Lichtemission konstanten Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden des elektrischen Feldes. Man kann ja die Anode der Kanalstrahlenröhre unter Zwischenschaltung eines hinreichend großen Widerstandes mit der Spannungselektrode des Feldes verbinden, diese also zur Anode des Feldes machen, so daß die spektrographisch zur Beobachtung kommende Emission die gleiche Richtung wie das elektrische Feld hat; wenn man durch die entsprechende Wahl des Gasdruckes und der Stromstärke in der Kanalstrahlenröhre für eine genügend große Spannungsdifferenz an der Kanalstrahlenröhre und somit auch zwischen den Feldelektroden sorgt und ihren Wert während der spektrographischen Aufnahme konstant hält, so kann man auf diese Weise in der Tat für die eine Feldrichtung zufriedenstellende Aufnahmen erhalten. Aber in der vorliegenden Untersuchung reichte dieses Verfahren nicht aus. Es mußten sowohl bei den Wasserstoff- wie bei den Heliumlinien Aufnahmen für die zwei einander entgegengesetzten Feldrichtungen unter den gleichen Versuchsbedingungen, also auch für die gleiche Spannungsdifferenz zwischen den Feldelektroden, gewonnen werden. Es war darum notwendig, diese Spannungsdifferenz mit Hilfe einer besonderen Gleichstromquelle herzustellen, um sie nach Bedarf umkehren und auch unabhängig von der Spannungsdifferenz an der Kanalstrahlenröhre wählen zu können.

Hierfür stand mir eine Wehrsen-Influenzmaschine mit zwei

rotierenden Scheiben zur Verfügung. Sie liefert bei 1200 Umdrehungen in der Minute eine Stromstärke von 0,35 mA. Obwohl die Maschine für sich genommen leistungsfähig und zuverlässig ist, reichte diese kleine Stromstärke für meine Zwecke doch nicht völlig aus und ich hatte aus diesem Grunde bei meinen Untersuchungen viel Mühe und konnte sie in quantitativer Hinsicht nicht so ausdehnen, wie ich es gerne getan hätte. Die Aufrechterhaltung einer Spannungsdifferenz zwischen den Feldelektroden bedingt ja infolge der ionisierenden Wirkung der Kanalstrahlen einen Strom im Felde, und eine Influenzmaschine liefert nur eine bestimmte maximale Stromstärke; bleibt diese nicht erheblich größer als die Stärke des Feldstromes, so kann die von der Maschine gelieferte Spannungsdifferenz zwischen den Feldelektroden nicht über kleine Werte hinaus erhöht werden. Auch aus diesem Grunde war es nötig, den Querschnitt des Kathodenkanals möglichst klein zu wählen. Und trotzdem dies geschehen war, konnte ich unter meinen Versuchsbedingungen bei Verwendung der Influenzmaschine die von ihr gelieferte Spannungsdifferenz nur auf 10—17 kV erhöhen; und auch hierbei durfte ich die Stromstärke in der Kanalstrahlenröhre und damit die Intensität der Kanalstrahlung und damit die Intensität der von ihnen angeregten Lichtemission im Felde nicht über ein bestimmtes Maß steigern, wenn nicht jene Spannungsdifferenz sinken sollte. Ein weiterer Nachteil der Verwendung einer Influenzmaschine von so kleiner Stromstärke in meinen Untersuchungen war der Umstand, daß wegen der Entladungsschwankungen in der Maschine selbst die von ihr gelieferte Spannungsdifferenz ein wenig schwankte, was für die vom Feld weit verschobenen Linien ein entsprechendes Schwanken der Lage und damit unter Umständen eine störende Verbreiterung zur Folge hatte. Aber da ich keine andere Hochspannungsquelle zur Verfügung hatte, mußte ich mich nach Möglichkeit in folgender Weise mit der Wehrsenschen Maschine behelfen.

Der von der Maschine gelieferte Strom wurde über einen großen Widerstand geleitet, an diesen wurden in Parallelschaltung die Feldelektroden gelegt. Da die Stromstärke der Maschine konstant war, so variierte die Spannungsdifferenz an den Elektroden (Feldspannung) proportional dem Widerstand. Dieser betrug maximal ungefähr 50 Millionen Ohm; er bestand

aus einer Jodeadmiumlösung in Amylalkohol in vier hintereinandergeschalteten U-förmigen Röhren; drei von diesen hatten einen Durchmesser von 2 mm, eine von 1,5 mm. In den acht je 40 cm langen Schenkeln dieser Röhren konnte je ein Messingdraht zur Veränderung des Widerstandes auf und nieder geführt werden.

Eine wichtige Aufgabe in der vorliegenden Untersuchung war gemäß den vorstehenden Darlegungen die ständige Kontrolle und Konstanthaltung der Feldspannung. Hierzu verwendete ich ein Hochspannungsvoltmeter nach Starke-Schroeder.¹⁾ Es ist ein ausgezeichnetes Instrument, insofern es den Meßbereich schnell und leicht zwischen 10 und 80 kV variieren läßt, eine Lichtzeigerablesung besitzt, die weithin sichtbar ist, und sich schnell und aperiodisch einstellt. Ohne dieses Instrument wäre mir die Durchführung meiner Untersuchungen nur schwer möglich gewesen. Zwecks Konstanthaltung der Feldspannung behielt ständig ein Beobachter die Skala des Elektrometers im Auge. Sowie dessen Lichtzeiger von der gewählten Voltzahlmarke wegwanderte, hatte er den Widerstand so zu ändern, daß der Lichtzeiger wieder in seine alte Stellung zurückging.

Ein Vorgang, der unter Umständen die Konstanz der Feldspannung beeinträchtigte, war die von mir bereits früher beschriebene Bildung²⁾ von Fünkchen an kleinen durch ein Salz oder ein Oxyd verunreinigten Stellen der Kathode des Feldes. Sowie ein solches Fünkchen auftrat, sank die Feldspannung mehr oder weniger und es mußte, falls dies überhaupt half, der Widerstand entsprechend erhöht werden. Solang diese Fünkchenbildung im Spiele war, konnte mit einer Aufnahme in der Regel nicht begonnen werden. Häufig trat sie bei längerem Betrieb der Röhre mit Wasserstoff und gleichzeitiger Aufrechterhaltung des Feldstromes stark zurück und verschwand auch ganz. Wenn dies nicht eintrat, blieb nichts anderes übrig, als die Röhre zu öffnen und die Elektroden sorgfältig neu zu reinigen.

Die Kanalstrahlenröhre wurde betrieben mit Hochspannungswechselstrom, in dessen Kreis eine Glühkathoden-Ventilröhre lag. Die in ihr wirksame Elektrodenspannung wurde durch

1) H. Starke u. R. Schroeder, Arch. f. Elektrot. 20. S. 115. 1928.

2) J. Stark, Phys. Ztschr. 5. S. 81. 1904.

ein Funkenmikrometer kontrolliert. Sie betrug zumeist 12 bis 24 kV, bei einigen Aufnahmen 20—50 kV. Die Strombelastung der Röhre wurde im Interesse der Lichtintensität so hoch gewählt, als es die oben begründete Rücksicht auf die Feldspannung zuließ.

Zu allen Kittungen an der Röhre diente auf Grund entsprechender Erfahrungen roter harter Siegelack; dieser gibt an der Grenzfläche gegen das Röhrenvakuum viel weniger Kohlenwasserstoffdämpfe ab als das weichere schwarze Pizein. Dieses diente indes zur Sicherung des Dichthaltens der Siegelackkittungen, indem diese äußerlich noch mit einer Schicht Pizein überzogen wurden.

Wie schon erwähnt, war bei der gewählten optischen Methode jede Verschiebung von Röhre und Spektrographen gegeneinander zu vermeiden. Aus diesem Grunde wurde an allen Kittstellen dafür gesorgt, daß an den Übergängen Glas auf Glas fest aufsaß und nicht der Kitt, der ja unter den dabei ins Spiel tretenden Drucken wie eine zähe Flüssigkeit sich verhält, die Aufgabe der Fixierung hatte. Aus dem gleichen Grund war eine starre Fixierung der ganzen Röhre samt der Pumpe und auch des Spektrographen notwendig. Zu diesem Zweck waren die in Betracht kommenden Gestelle und Tische fest mit dem Betonboden des Laboratoriums verbunden.

Als Pumpe diente eine dreistufige Gaedediffusionspumpe, als Füllgas Bombenwasserstoff, der etwas durch Stickstoff verunreinigt war, oder Helium von hervorragender Reinheit.¹⁾ Das gewählte Gas wurde aus je einem Vorratsgefäß über eine sehr enge Kapillare in die Kanalstrahlenröhre geleitet; jedes Vorratsgefäß war mit einem Manometer (30 cm Hg maximal) versehen und stand in Verbindung mit einem zweiten Vorratsgefäß, aus dem Gas nachgelassen werden konnte, sowie in dem ersten der Druck merklich gesunken war. Die Rohrleitung von dem Vorratsgefäß zur Röhre und die Leitung von dieser zur Pumpe führte über eine Kohlensäurekühlung zwecks Fernhaltung von Hg-Dampf von der Kanalstrahlenröhre. Auf deren Reinigung vor Inangasetzung der beabsichtigten Aufnahmen wurde bereits in Abschnitt 2 hingewiesen.

1) Das Helium verdankte ich Lindes Gesellschaft für Eis- und Kühlmaschinen. Dafür spreche ich dieser Gesellschaft auch an dieser Stelle meinen Dank aus.

Als Spektrograph diente der ausgezeichnete große GH-Spektrograph von Steinheil, dessen Güte und Leistungsfähigkeit sich auch bei den vorliegenden Untersuchungen wieder bewährte. Er wurde in der Einstellung mit einem Prisma und dem achromatischen Kameraobjektiv von 720 mm Brennweite und in der Einstellung mit drei Prismen und dem chromatischen Kameraobjektiv von 640 mm Brennweite benützt, im letzten Falle bei Minimumstellung für die zu untersuchende Linie H_{α} und H_{β} . In der ersten Einstellung betrug die Dispersion 16,45 Å/mm bei λ 3889, 29,63 Å/mm bei λ 4472, 66,6 Å/mm bei λ 5876. In der Einstellung mit drei Prismen war die Dispersion 41 Å/mm bei H_{α} , 13,5 Å/mm bei H_{β} . Die Abbildung des Emissionsgebietes auf den Spalt des Spektrographen erfolgte mit dem diesem beigegebenen achromatischen Kondensor von 4 mm linearer Öffnung und 6,5 cm Brennweite. Die hierbei gewählte Verkleinerung war in der Regel 2:1, bei einem Teil der Aufnahmen an Wasserstoff 4:1.

Die Lichtstärke im Bildfeld des Spektrographen war für die meisten untersuchten H- und He-Linien so groß, daß sie unter der Lupe mit dem Auge wahrgenommen werden konnten. Während der Reinigung der Röhre und vor und nach jeder wertvollen Aufnahme wurde die Güte der Einstellung, die Intensität einzelner Linien und die Reinheit des Spektrums kontrolliert. Mit den Aufnahmen, welche für die Messung verwendet werden sollten, wurde erst dann begonnen, wenn nach sechs- bis achtzehnstündiger Reinigung der Röhre das aufzunehmende Spektrum genügend rein herauskam. Dann aber wurden die für eine Einstellung möglichen Aufnahmen in einem Zuge ohne längere Unterbrechung unter Variation der Belichtungsdauer bis zu einem genügend intensiven Herauskommen bestimmter Linien gemacht und dann unter Wechsel des Vorzeichens der Richtung des Feldes je zwei derartige zusammengehörige Aufnahmen in der Regel auf dieselbe photographische Platte, vor allem die Heliumaufnahmen. Dies geschah so lange, bis das Plattenmaterial bei Betrachtung mit dem Auge für die Beantwortung der an einzelne Linien gestellten Fragen mir zu genügen schien, oder bis ein Undichtwerden der Röhre oder eine störend große Schwärzung der Röhrenwand oder des Fensters weitere Aufnahmen unmöglich machte.

Die verwendeten photographischen Platten waren Hauff Ultrarapid für Blau und Violett und Ilford panchromatic special rapid für diese Farben und außerdem für Gelb und Rot. Leider lernte ich erst gegen Ende meiner Aufnahmen die panchromatische Agfa-Platte kennen; sie ist für das ganze Spektrum noch erheblich empfindlicher als die Ilfordplatte.

Die Gewinnung brauchbarer Aufnahmen erforderte meine ganze Zeit und Kraft. Bei ihrer Beurteilung mußte ich mich zunächst auf die Betrachtung mit dem Auge unter der Lupe verlassen. Ich konnte nicht während der Abwicklung der anstrengenden Laboratoriumsarbeiten die nicht weniger anstrengende und zeitraubende genaue Mikrophotometrierung der gewonnenen Spektrogramme vornehmen. Dies ist der Grund, warum später bei der Mikrophotometrierung sich herausstellte, daß für einige wenige Linien meine Aufnahmen zahlreicher hätten sein können.

Die Methode, nach welcher ich in der vorliegenden Untersuchung sowie in der sich anschließenden Mitteilung über den axialen Effekt der Kanalstrahlen Intensitätsverhältnisse aus Schwärzungsdifferenzen ermittelte, habe ich schon vor längerer Zeit¹⁾ angegeben und in meiner Axialitätsschrift erweitert für die dortigen Untersuchungen. Die grundlegende Gleichung dieser Methode ist:

$$\frac{J_1}{J_2} = e^{\frac{S_1 - S_2}{m}}.$$

Hierin sind S_1 und S_2 zwei Schwärzungen auf derselben Platte, J_1 und J_2 die zugehörigen Intensitäten, m der für die verwendete Platte charakteristische Schwärzungsexponent. Während ich nun früher die vorstehende Gleichung nur für normale Schwärzungswerte anwandte, für welche der Exponent eine Konstante ist, habe ich in der vorliegenden Untersuchung den Anwendungsbereich jener Gleichung auf alle genau meßbaren Schwärzungswerte dadurch erweitert, daß ich für eine jede verwendete Plattensorte den Exponenten m als Funktion der Schwärzung ermittelte und zwar in graphischer Darstellung. Indem dann für eine jede Differenz $S_1 - S_2$ der zur Schwärzung $\frac{1}{2}(S_1 + S_2)$ gehörige Exponent aus der graphischen Darstellung abgenommen wurde, konnte jene Gleichung auch

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 65. S. 479. 1911.

außerhalb des Gebietes der Normalschwärzung angewandt werden.

Zur Mikrophotometrierung meiner Spektrogramme verwendete ich ein Hartmannsches Mikrophotometer, das von der Firma Toepfer & Co. in Nowawes-Potsdam in einer Neukonstruktion kürzlich herausgebracht worden ist und nach meinen Angaben besondere Vorrichtungen für meine Meßzwecke erhalten hat. Für diese war unter anderem wichtig, daß die zu photometrierende Platte in zwei aufeinander senkrechten Achsen mikrometrisch verschoben werden kann. So konnte ich bequem und sicher entlang einer Spektrallinie an bestimmten Stellen die Schwärzung messen. Das hierbei verwendete Photometerfeld ist 0,03 mm breit und 0,13 mm hoch. Das Hartmannsche Mikrophotometer ist in seiner Neukonstruktion ein ganz vorzügliches Instrument und ist für die zuverlässige Auswertung von Spektrogrammen wie in der vorliegenden Untersuchung unentbehrlich.

4. Erscheinungen und Fehlerquellen bei den Beobachtungen an H-Linien

In der Fig. 5 ist ein Spektrogramm der Wasserstofflinie H_γ in fünfzehnfacher Vergrößerung wiedergegeben. Es besteht aus drei Teilen: aus einem oberen Stück, welches der elektrisch nicht beeinflussten Emission aus dem Innern des Kathodenkanals (vgl. Fig. 1a) entspricht, einem mittleren Stück, welches die Emission aus dem inhomogenen nach unten stärker werdenden Feld im Zwischenraum zwischen dem Kanalende und dem homogenen Feld wiedergibt, und einem längeren unteren Stück, welches der Emission aus dem homogenen elektrischen Feld entspricht. Die am Fuße der Figur eingetragenen Ziffern bedeuten die bekannten Nummern der *se*-Komponenten der Linie H_γ , und zwar sind mit negativem Vorzeichen die nach Rot verschobenen Komponenten, mit positivem Vorzeichen die nach Violett verschobenen Komponenten versehen. Das Spektrogramm wurde für den Fall gewonnen, daß die Lichtemission in der Richtung des elektrischen Feldes (gleichlaufende Emission) zum Beobachter läuft.

In dem Spektrogramm der Fig. 5 treten neben der unzerlegten Linie H_γ im oberen Teil und neben ihren Komponenten im unteren Teil weitere schwache Linien auf; es sind

dies Bandenlinien des Wasserstoffs. An ihnen kann man folgendes feststellen. Die Intensität der H-Bandenlinien ist innerhalb des Kanals erheblich größer als außerhalb desselben im Zwischenraum und im homogenen Feld. Ein Grund für diesen Intensitätsunterschied ist der Umstand, daß infolge der absichtlich gewählten Strömung des Gases durch den Kanal in das Feld zur Pumpe der Gasdruck innerhalb des Kanals erheblich größer war als außerhalb desselben im Feldgebiet und im Fenster-Seitenrohr. Die Intensität der Emission der H-Bandenlinien

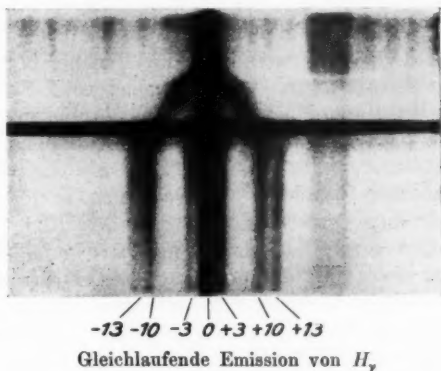


Fig. 5

in den Kanalstrahlen ist ja bekanntlich angenähert proportional dem Gasdruck.

Aber die Abnahme des Gasdruckes auf dem Wege vom Kanal zum Feld ist nicht die alleinige Ursache der aus der Fig. 5 ersichtlichen Intensitätsabnahme der Bandenlinien auf diesem Wege. Es ist noch folgender zweite Grund wirksam. Innerhalb des Kanals wird die Emission der Bandenlinien sowohl durch den Stoß der neutralen wie der positiv geladenen H-Kanalstrahlen angeregt; beim Übertritt des Strahlenbündels aus dem Kanal in das elektrische Feld werden indes die positiven H-Strahlen durch das quer wirkende elektrische Feld auf der kurzen Wegstrecke im Zwischenraum bis etwa 0,2 mm in das homogene Feld hinein aus dem Bündel der geradlinig weiterlaufenden neutralen Strahlen herausgerissen. Während also innerhalb des Kanals beide Arten von Strahlen die Emission

der ruhenden Gasmoleküle anregen, tun dies im homogenen elektrischen Feld die hier allein vorhandenen neutralen Strahlen.

Der in quantitativer Hinsicht aufmerksame Leser wird nun hier mit Recht die Frage aufwerfen, ob denn tatsächlich die positiven Kanalstrahlen auf der kurzen Strecke vom Kanalende bis zum Anfang des homogenen Feldes von dem inhomogenen Feld im Zwischenraum in einem Maße bis zur Unmerklichkeit im homogenen Feld herausgerissen werden. Diese Frage beantwortete ich experimentell in einem extremen Falle. Ich machte nämlich unter meinen Versuchsbedingungen Aufnahmen an Helium, dem etwas Stickstoff beigemischt war. In diesem Falle treten, wie in Abschnitt 7 näher begründet ist, in dem Kanalstrahlenbündel positiv geladene N-Strahlen auf, welche eine kinetische Energie besitzen, die viel größer ist als diejenige der gleichzeitig unter denselben Bedingungen auftretenden H- und He-Strahlen, weil sie als einfach, ja zum Teil als mehrfach geladene positive Ionen fast den ganzen Kathodenfall durchlaufen, wie aus der Art und Größe des Dopplereffektes dieser Strahlen quantitativ gefolgert werden kann. Wenn also selbst diese energiereichen N-Strahlen durch das quer gestellte Feld unter meinen Versuchsbedingungen auf der kurzen Wegstrecke im Zwischenraum aus dem Kanalstrahlenbündel so vollständig herausgerissen werden, daß sie im homogenen Feld nicht mehr merklich sind, so ist dies bei den energieärmeren positiven H- und He-Strahlen erst recht zutreffend. Der angenommene Fall tritt nun in der Tat bei den positiven N-Strahlen ein. Der räumliche Verlauf dieser Strahlen läßt sich nämlich unter meinen Versuchsbedingungen an den sogenannten Funkenlinien, welche sie emittieren, verfolgen. In meinen Spektrogrammen, welche ich für eine Mischung von Helium und etwas Stickstoff gewann, kommen mehrere N-Funkenlinien intensiv heraus und zwar längs der Wegstrecke im Kanallinnern; am Kanalende biegen diese Linien rasch seitlich ab und zwar je nach der Feldrichtung entweder nach Violett oder nach Rot und hören am Anfang des homogenen Feldes auf. Diese ebenso auffallende wie interessante Erscheinung erklärt sich leicht in folgender Weise. Beim Eintritt in das quergestellte elektrische Feld werden unter meinen Versuchsbedingungen die positiven N-Strahlen vom Felde in seiner Richtung entweder nach dem Beobachter zu (Violettverschie-

bung) oder von dem Beobachter weg (Rotverschiebung) beschleunigt und erhalten infolgedessen auf der kurzen Strecke des Zwischenraumes eine so große Quergeschwindigkeit und Querablenkung, daß sie nur mehr den Anfang, nicht mehr den folgenden Teil des homogenen Feldes zu erreichen vermögen.

Nachdem durch die vorstehende Beobachtung festgestellt ist, daß die ursprünglich im Kanalstrahlenbündel enthaltenen positiven Strahlen nicht mehr längs des homogenen elektrischen Feldes auftreten, erhebt sich die Frage, ob nicht diejenigen positiven und neutralen Kanalstrahlen, welche aus der Umladung von neutralen Kanalstrahlen oder im Felde selbst aus der Beschleunigung durch dieses entstehen, innerhalb des Feldes eine merkliche Emission entwickeln, welche infolge des ihr anhaftenden Dopplereffektes die Quelle einer Verwaschung oder einer Intensitätsänderung der beobachteten Linien werden kann. Auf diese Frage ist zunächst folgendes zu antworten. Zweifellos wird ein Teil der ursprünglichen neutralen Kanalstrahlen bei ihrem Verlaufe im Feld positiv und wird in diesem Zustand aus dem Feld herausgerissen; hierauf ist ja außer auf die Divergenz und Zerstreuung der Kanalstrahlen die auch in Fig. 5 sichtbare langsame Abnahme der Intensität der Linien entlang dem Wege im homogenen Feld zurückzuführen. Indes können die erst innerhalb des Feldes entstehenden positiven H- und He-Strahlen keinen merklichen Beitrag zu der beobachtbaren Emission neutraler H- und He-Strahlen aus dem Felde liefern. Denn zu diesem Erfolge müßten sie sich erst durch erstmalige oder erneute Umladung in neutrale Strahlen verwandeln. Ehe dies aber auf der kurzen Wegstrecke im Felde (kleiner als 1,2 mm) geschehen kann, sind sie bereits zum größten Teile aus dem Felde herausgerissen. Daß diese Überlegung richtig ist, zeigt die Schärfe der H- und der He-Linien aus dem Felde in meinen Spektrogrammen und das Fehlen auch nur einer Andeutung von Dopplereffekt bei Zusammenfallen von Feld- und Sechachse.

Es ist also als festgestellt zu betrachten, daß die Emission der sekundären Kanalstrahlen innerhalb des Feldes keinen merklichen Anteil an der beobachteten Emission aus diesem hat. Anders liegen die Verhältnisse für die Emission, welche die sekundären Kanalstrahlen aus dem Feld auf ihrem langen Wege durch das Gas im Seitenrohr bis zum Fenster anregen

können. Wie ich bereits im Abschnitt 3 darlegte, hatte ich von Anfang an bei der Wahl der Methoden und im ganzen Verlauf meiner Untersuchungen mit dieser Fehlerquelle sorgfältig zu rechnen. Es ist bei der Emission aus dem Fenster-Seitenrohr zu beachten, daß sie nicht dem Einfluß des Feldes unterliegt, daß also z. B. die in diesem Gebiet emittierten H-Linien nicht den Effekt des elektrischen Feldes zeigen können. Wohl aber können die H- und He-Linien, die in diesem Gebiet von den sekundären Kanalstrahlen emittiert werden, den Dopplereffekt (Verschiebung nach Violett) zeigen. Ob nun in Wirklichkeit diese Fehlerquelle die Intensitätsverhältnisse für eine Linie aus dem Felde abändern kann, ist eine Frage der Intensität der Emission aus dem Seitenrohr im Vergleich zur Intensität der Emission aus dem Felde. Damit ich diese wichtige Frage für eine jede Linie auf Grund der Beobachtung beantworten konnte, habe ich die oben im Abschnitt 3 beschriebene Methode der Abbildung des Feldschlitzes auf den 1 mm weit geöffneten Spektrographenspalt gewählt. Während nämlich die aus dem Feld kommende Emission in der Form schmaler Linien spektrographisch erhalten wurde, erschien die Emission aus dem Seitenrohr in der Form breiter Bänder. War somit eine schmale Linie aus dem Felde in ein breites Band gleicher Wellenlänge gelagert, so mußte eine solche Linie für die Intensitätsmessung entweder gänzlich ausscheiden oder es mußte dem Auftreten einer geringen Schwärzung im Band durch eine entsprechende Korrektur Rechnung getragen werden.

Die vorstehende Überlegung galt allgemein für die H- wie für die He-Linien. Was die Emission der H-Linien durch die sekundären Kanalstrahlen im Seitenrohr betrifft im Falle gleichlaufender Emission, so war sie lediglich auf einem Spektrogramm für die Linie H_{α} merklich. Ihr Erscheinen bei dieser Linie und ihr Unmerklichbleiben bei den anderen H-Linien entspricht der bekannten Tatsache, daß die bewegte Emission der Linie H_{α} in den Kanalstrahlen sehr viel größer ist als diejenige der anderen H-Linien.

Was bisher von der Emission im Seitenrohr, die durch sekundäre Kanalstrahlen aus dem elektrischen Felde angeregt wird, gesagt wurde, gilt auch von derjenigen Emission im Seitenrohr, die durch sekundäre Kathodenstrahlen aus dem Feld in dem Falle angeregt wird, daß die nach dem Spektro-

graphen gehende Emission entgegen der Richtung des Feldes (gegenlaufende Emission) läuft. Die Linien, welche von Seite dieser Emission im Spektrogramm erscheinen, haben ebenfalls die Form breiter Bänder, welche über die schmalen Linien gleicher Wellenlängen aus dem Feld gelagert sind. Auch diese Emission läßt sich also an der Breite dieser Bänder erkennen, soweit sie überhaupt bei einigen Linien auftritt. Was in dieser Hinsicht die Wasserstofflinien betrifft, so kann das Auftreten der besprochenen Emission die bei ihnen auftretende Intensitätsdissymmetrie in ihrem Zerlegungsbilde dann verstärken oder schwächen, wenn das schmale Bild des Schlitzes nicht genau in der Mitte des breiten Spaltes liegt; es kann dann z. B. eine rote Komponente noch innerhalb des breiten Bandes der elektrisch unbeeinflussten Linie aus dem Seitenrohr liegen und darum insgesamt eine vergrößerte Schwärzung zeigen, während die entsprechende violette Komponente gleicher Nummer außerhalb des breiten Bandes liegt und darum weniger intensiv erscheint. Bei einer meiner Aufnahmen von H_γ habe ich in der Tat diese Erscheinung beobachtet. Sie mußte aus diesem Grunde verworfen werden. In den übrigen Aufnahmen der Wasserstofflinien trat die charakterisierte Emission durch Kathodenstrahlen im Fenster-Seitenrohr nicht in störendem Maße hervor.

Nun möge der Leser noch einmal das Spektrogramm in Fig. 5 einer Betrachtung unterziehen. Es ist ihm darin vielleicht schon bei der ersten Betrachtung der intensiv geschwärzte querlaufende Streifen an der oberen Grenze des homogenen Feldes aufgefallen. Dieser Streifen rührt her von der Reflexion des intensiven Lichtes aus der ganzen Tiefe des Kathodenkanals, ja aus der Kanalstrahlenröhre selbst an der oberen abgestumpften Kante der Spannungselektrode. Wie ich in Abschnitt 3 erwähnte, habe ich die Ebene der Spannungselektrode absichtlich etwas so geneigt, daß ihre obere Kante etwas nach vorne in das Kanalstrahlenbündel hineinrückte. Es konnte darum Licht aus dem Kanal auf die Kante fallen und von ihr in das Gesichtsfeld der Beobachtung reflektiert werden.

Weiter fällt bei der Betrachtung des Spektrogramms der Fig. 5 noch folgende Erscheinung an den intensiven Bandenlinien rechts von der zerlegten Linie H_γ auf. Ihre Schwärzung im Zwischenraum ist etwas kleiner als im oberen Teile des

Feldes, obwohl das Umgekehrte der Fall sein müßte, wenn man nur die Abnahme der Zahl der anregenden Kanalstrahlen längs des Weges im Zwischenraum und im Felde in Betracht ziehen würde. Die von diesem Umstand herrührende Abnahme der Intensität wird offenbar von einer anderen Wirkung überkompensiert. Es ist dies die Reflexion von Emission im Felde an der senkrecht zur Sehachse stehenden ebenen Seitenfläche der Spannungselektrode. Diese reflektierte Emission verläuft bei ihrer Entstehung in bezug auf die Richtung des Feldes entgegengesetzt zu der Emission, welche ohne die Vermittlung der Reflexion aus dem Feld direkt in die Sehachse läuft. Ist also diese den eigentlichen Gegenstand der Beobachtung bildende Emission gleichlaufend zum Feld, so ist ihr infolge jener Reflexion unter Umständen bis zu 30 Proz. ihres Betrages eine gegenlaufende Emission beigemischt. Ebenso ist die unmittelbar aus dem Feld kommende gegenlaufende Emission infolge jener Reflexion von einer gleichlaufenden Emission überlagert. Wenn darum die Intensität der gleichlaufenden Emission für eine Linie verschieden ist von der Intensität der gegenlaufenden Emission, so wird die Abweichung des Intensitätsverhältnisses von dem Werte eins durch die gekennzeichnete Reflexion unter meinen Versuchsbedingungen verkleinert. Auf Grund dieser Fehlerquelle sind die von mir in den vorliegenden Untersuchungen ermittelten Intensitätsverhältnisse, soweit sie von dem Werte 1 abweichen und einer Dissymmetrie der Emission im elektrischen Feld entsprechen, in Wirklichkeit noch mehr von dem Werte 1 verschieden. Die Dissymmetrie der Lichtemission im elektrischen Feld bei den untersuchten H- und He-Linien ist also in Wirklichkeit noch größer, als ich sie bis jetzt gefunden habe. Verhängnisvoll für die vorliegende Untersuchung wäre die besprochene Fehlerquelle der Reflexion dann geworden, wenn sie selbst eine Dissymmetrie in der Emission bedingt hätte, statt, wie es wirklich der Fall war, die Dissymmetrie im elektrischen Feld abzuschwächen. Da es mir darauf ankam, diese Art von Dissymmetrie, falls sie überhaupt auftrat, zuverlässig nachzuweisen, sah ich davon ab, die Korrektur meiner Zahlen, welche die Fehlerquelle der Reflexion für eine größere Genauigkeit nötig macht, experimentell zu verfolgen und durchzuführen.

Endlich ist noch eine Fehlerquelle zu beachten, welche be-

sonders bei der Untersuchung der H-Linien hereinspielen kann. Es ist dies die Überlagerung einer Linie oder einer Linienkomponente durch eine andere Linie. Im Falle des Wasserstoffes hatte ich besonders auf die Überlagerung durch Bandenlinien achtzugeben; auf einem Spektrogramm war eine Komponente von H_γ durch die Hg-Linie 4359 überlagert. Überlagerte Linien hatten natürlich aus der Verwertung auszuscheiden. Variation der Feldstärke bot das Mittel, eine solche Linienkomponente von der überlagernden Linie wegzuschieben.

5. Dissymmetrie in der Emission von H-Linien

Die Balmerschen H-Linien werden, wie bekannt ist, durch die Wirkung eines von außen her über die emittierenden H-Atome gelegten elektrischen Feldes symmetrisch zu ihrer unbeeinflussten spektralen Lage, soweit man von dem Effekt zweiter Ordnung absieht, in Komponenten zerlegt. Wie ich in meiner Axialitätsschrift S. 19 dargelegt habe, sind die im elektrischen Feld sichtbar werdenden *pa*-Komponenten und ebenso die *se*-Komponenten als Glieder von Spektralserien bestimmter Charakteristik aufzufassen. Im Quereffekt treten bekanntlich linear polarisiert sowohl die *pa*- wie die *se*-Komponenten der H-Linien auf; im Längseffekt erscheinen lediglich die Frequenzen der *se*-Komponenten des Quereffektes oder kurz gesprochen die *se*-Komponenten, indes nunmehr unpolarisiert.

Die Untersuchung der Emission der H-Linien längs der Achse eines sie in ihren Frequenzen so stark beeinflussenden elektrischen Feldes unter dem von mir gewählten Gesichtspunkt einer etwaigen Verschiedenheit der Intensität einer jeden *se*-Komponente in der Richtung des Feldes und der Intensität entgegengesetzt der Richtung des Feldes muß deswegen von grundlegender Bedeutung erscheinen, weil das H-Atom die einfachste Struktur besitzt und seinen zahlreichen Spektralserien, die in der Balmerschen Serie enthalten sind, die Serien anderer Elemente wie des Heliums und der Alkalien Serie für Serie analog sind, wie ich in meiner Axialitätsschrift eingehend gezeigt habe.

Die Ermittlung des Verhältnisses der Intensitäten einer H-Linienkomponente für die zwei einander entgegengesetzten Richtungen in der Achse des elektrischen Feldes konnte nicht auf dem Umweg über den Vergleich einer jeden Intensität mit

der Intensität der unzerlegten Linie aus dem Innern des Kathodenkanals erfolgen, weil die gewählte photometrische Methode wegen des sehr großen Unterschiedes der zwei Intensitäten keine genügende Genauigkeit zugelassen hätte. Es bot sich indes im Falle des Wasserstoffes ein anderer Umweg zum Vergleich der zwei Intensitäten in den einander entgegengesetzten Richtungen dar. Es erscheint nämlich in diesem Falle in dem Zerlegungsbilde entsprechend einer Komponente $+n$ auf der violetten Seite der unzerlegten Linie symmetrisch dazu (abgesehen von dem Effekt zweiter Ordnung) auf der roten Seite eine Komponente $-n$. Wie sich nun gleich im Anfang meiner Untersuchung ergab und wie ich instinktiv erwartet hatte, sind die Intensitäten $J+n$ und $J-n$ längs der Achse des elektrischen Feldes voneinander verschieden und zudem kehrt sich der Intensitätsunterschied wenigstens für die meisten Linienkomponenten bei Umkehrung des Feldes um. Das Verhältnis $\frac{J-n}{J+n}$ kann auf Grund folgender Überlegung wenigstens zur angenäherten Ermittlung der Verhältnisse $\frac{(J-n)_{gl}}{(J-n)_{gg}}$ und $\frac{(J+n)_{gl}}{(J+n)_{gg}}$ dienen; hierbei ist mit gl die in der Richtung des Feldes, mit gg die entgegengesetzt dazu laufende Emission bezeichnet.

Es wird unmittelbar experimentell das Verhältnis

$$\left(\frac{J-n}{J+n}\right)_{gl} = k_{gl}$$

für die gleichlaufende Emission und das Verhältnis

$$\left(\frac{J-n}{J+n}\right)_{gg} = k_{gg}$$

für die gegenlaufende Emission ermittelt. Es zeigt sich, daß bei den meisten Linienkomponenten mit großer Annäherung $k_{gl} = \frac{1}{k_{gg}}$ ist, daß also für sie $\left(\frac{J-n}{J+n}\right)_{gl} = \left(\frac{J+n}{J-n}\right)_{gg}$ gesetzt werden darf. Aus der Kombination der vorstehenden Formeln folgt:

$$\frac{(J-n)_{gl}}{(J-n)_{gg}} = \frac{(J+n)_{gg}}{(J+n)_{gl}} = k_{gl}.$$

Ist also das Verhältnis $\frac{J-n}{J+n}$ für die gleichlaufende Emission kleiner als für die gegenlaufende Emission, so ist daraus zu

folgen, daß bei der Linienkomponente $-n$ die Intensität der Emission in Richtung des Feldes kleiner ist als die Intensität der Emission gegen die Richtung des Feldes, während umgekehrt bei der symmetrischen Linienkomponente $+n$ die Intensität der Emission in Richtung des Feldes größer ist als die Intensität gegen die Richtung des Feldes. In die weiter unten folgende Tab. 1 sind die Werte für das Verhältnis $\frac{J-n}{J+n}$ eingetragen, weil diese Werte unmittelbar aus der Beobachtung erhalten wurden. Gemäß der vorstehenden Überlegung lassen sich aus ihnen die Werte für die Verhältnisse $\frac{(J-n)_{gl}}{(J-n)_{gg}}$ und $\frac{(J+n)_{gl}}{(J+n)_{gg}}$ ablesen, soweit angenähert $\left(\frac{J-n}{J+n}\right)_{gl} = \left(\frac{J+n}{J-n}\right)_{gg}$ ist; oder, wo das nicht der Fall ist, läßt der Vergleich der Intensitätsverhältnisse in der Tab. 1 für gleich- und für gegenlaufende Emission wenigstens das Vorzeichen der Dissymmetrie der Emission für die zwei Richtungen längs der Achse des Feldes bestimmen.

Ehe aus der Tab. 1 die in ihr enthaltene Gesetzmäßigkeit entnommen wird, seien folgende Klarstellungen und Bemerkungen gemacht.

Für die Linie H_α findet sich in der Tabelle ein Wert für das Verhältnis $\frac{J-1}{J+1}$ nur für die gleichlaufende Emission, nicht für die gegenlaufende Emission. Dies hat folgenden Grund. Um eine Zerlegung für die Linie H_α mit der im Rot kleinen Dispersion meines Spektrographen zu erhalten, mußte ich ein sehr starkes elektrisches Feld, nämlich ungefähr 220 kV/cm, also nahezu 30 kV Spannungsdifferenz zwischen den Feldelektroden unter meinen Versuchsbedingungen zur Wirkung bringen. Diese große Spannungsdifferenz erhielt ich aber aus dem oben (S. 625) angegebenen Grunde nicht bei Verwendung der Influenzmaschine, welche mir eine Umkehrung des Feldes ermöglicht hätte, sondern nur dadurch, daß ich die Anode der Kanalstrahlenröhre mit der Spannungselektrode des Feldes leitend verband; bei dieser Schaltung war aber eine Umkehrung der Feldrichtung nicht möglich. Wenn nun auch für die Linie H_α der Wert des Intensitätsverhältnisses für die gegenlaufende Emission experimentell nicht ermittelt wurde, so darf doch auf Grund der Analogie der Linie H_α zu den anderen von mir ein-

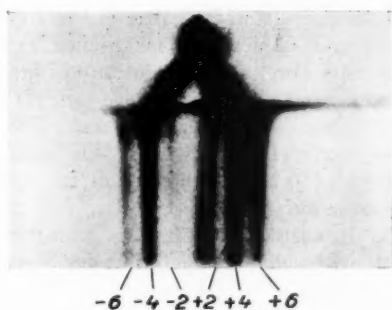
gehender untersuchten H-Linien wohl überzeugend gefolgert werden, daß jenes Intensitätsverhältnis ungefähr gleich dem reziproken Wert des Verhältnisses für die gleichlaufende Emission ist.

Die Ermittlung des Intensitätsverhältnisses bei der Linie H_β ist durch den Umstand beeinträchtigt, daß an dieser Stelle des Spektrums die Empfindlichkeit der verwendeten photographischen Platten mit wachsender Wellenlänge ziemlich rasch abnimmt, so daß allein durch diesen Umstand eine Schwärzungsdissymmetrie in dem spektrographischen Bild der Linie H_β bedingt wird. In der Tab. 1 sind bei der Linie H_β die aus den beobachteten Schwärzungswerten nach der angegebenen Methode berechneten Werte des Intensitätsverhältnisses eingetragen. Daneben sind in Klammern gesetzt die gemäß der Variation der photographischen Empfindlichkeit korrigierten Werte des Intensitätsverhältnisses.

In Fig. 6 ist ein Spektrogramm von H_β für den Fall der gleichlaufenden Emission in fünfzehnfacher Vergrößerung wiedergegeben. Die Intensitätsdissymmetrie erscheint in ihr deswegen besonders groß, weil in ihr die Dissymmetrie aus dem elektrischen Feld und die Dissymmetrie aus der Variation der photographischen Empfindlichkeit das gleiche Vorzeichen haben. An dem Spektrogramm von H_β fällt die große Intensitätsdissymmetrie bei den Linien $+2$ und -2 auf; sie ist hier fast ausschließlich durch die Wirkung des elektrischen Feldes bedingt, da ja bei dem geringen Wellenlängenunterschied der zwei Linien die Intensitätsdissymmetrie aus photographischem Grunde verhältnißlich klein ist. Weiter fällt an dem Spektrogramm auf, daß links neben der Linie $+2$ eine Linie auftritt, welcher auf der Minusseite des Bildes keine symmetrische Linie entspricht. Diese Linie von der Wellenlänge 4860 ist offenbar keine H-Linie, sondern eine Linie eines anderen Elements. Ich vermute, daß sie eine Aluminiumlinie ist; ist dies zutreffend, dann ist sie wahrscheinlich eine sogenannte Kochsche Linie, die, wie dies Koch¹⁾ zuerst für He-Linien gefunden hat, erst durch die Wirkung des elektrischen Feldes eine merkliche Intensität annimmt; es findet sich nämlich unter den bis jetzt in der Literatur bekannten Linien des Bogen- und des Funken-

1) J. Koch, Ann. d. Phys. 48. S. 98. 1915.

spektrums des Aluminiums keine Linie von der angegebenen Wellenlänge. Bei meinen früheren Aufnahmen des Quereffektes des elektrischen Feldes an der Linie H_β trat mir diese vermutliche Al-Linie nicht in der auffallend großen Intensität wie in der vorliegenden Untersuchung entgegen. Dieser Unterschied mag darin begründet sein, daß bei meinen früheren spektrographischen Aufnahmen das Gesichtsfeld fast ausschließlich im Gasraum zwischen den zwei Feldelektroden verlief, während in der vorliegenden Untersuchung das Gesichtsfeld in seiner ganzen Ausdehnung auf der Feldelektrode aus Aluminium aufsaß. An



Gleichlaufende Emission von H_β

Fig. 6

dieser war der Dampfdruck des zerstäubten Aluminiums natürlich sehr viel größer als in dem von ihr entfernten Gasraum in meiner ersten Untersuchung. Und es ist wahrscheinlich, daß diese vermutliche Al-Linie die 0-Komponente darstellt, welche ich als solche in meinen Aufnahmen an dem Quereffekt der Linie H_β angegeben habe, zum mindesten für den Fall der *se*-Komponenten.

Im Vorbeigehen sei noch auf eine Einzelheit des Spektrogramms in Fig. 6 hingewiesen. Wie bereits am Spektrogramm der Fig. 5 dargelegt wurde, rührt der an dem oberen Ende der Linienkomponenten quer durch das Spektrum laufende Streifen her von der Reflexion von Licht aus dem Innern des Kathodenkanals an der oberen abgestumpften Kante der Spannungselektrode in das Gesichtsfeld des Spektrographen. Dies ist auch in der Fig. 6 der Fall. Hier erkennt man in diesem

Querstreifen in der Mitte des Zerlegungsbildes einen intensiv geschwärzten Punkt, die unzerlegte ruhende Linie von H_β , und rechts daneben einen über den Anfang der Pluskomponenten laufenden intensiven Streifen, den Dopplerstreifen der bewegten Intensität aus dem Kanalinnern. Der Vergleich der Ausdehnung dieses Dopplerstreifens mit der Schärfe der Linienkomponenten aus dem Feld läßt mit einem Blick die Richtigkeit meiner früheren Ausführungen über das Fehlen des Dopplereffektes in der Emission neutraler Linien (Träger neutral) aus dem Feld unter den von mir gewählten Versuchsbedingungen erkennen.

Das Wort Intensitätsdissymmetrie der roten und violetten Komponenten von H-Linien im elektrischen Feld weckt die Erinnerung an eine bereits bekannte Intensitätsdissymmetrie der H-Linien und wirft damit die Frage auf, ob die hier aufgefundene neue Intensitätsdissymmetrie nicht identisch ist mit der bereits bekannten Dissymmetrie. Wie nämlich ich und H. Wilsar gefunden¹⁾ haben, zeigt sich im Quereffekt des elektrischen Feldes auf H-Kanalstrahlen, die in Wasserstoff verlaufen, eine Intensitätsdissymmetrie zwischen den roten und den violetten Linienkomponenten in der Weise, daß dann, wenn die Kanalstrahlen in Richtung des Feldes laufen, die roten Komponenten intensiver sind als die violetten, während umgekehrt dann, wenn die Kanalstrahlen gegen Richtung des Feldes verlaufen, die violetten Komponenten intensiver sind. Man darf diese Art von Intensitätsdissymmetrie nicht verwechseln mit der hier entdeckten neuen Art von Intensitätsdissymmetrie. Hier handelt es sich um die Richtung der Lichtemission in bezug auf die Richtung des elektrischen Feldes, dort um die Richtung der Kanalstrahlengeschwindigkeit in bezug auf die Richtung des Feldes. Wie in der Mitteilung VI dargelegt werden wird, ist die früher aufgefundene Intensitätsdissymmetrie eine Wirkung des axialen Effektes der Kanalstrahlen, während die hier untersuchte Intensitätsdissymmetrie unabhängig von der Geschwindigkeit der verwendeten Kanalstrahlen durch das elektrische Feld bedingt wird. Ein Hereinspielen oder gar ein Neuauftreten der Intensitätsdissymmetrie aus dem axialen Effekt der Kanalstrahlen unter den neuen

1) Literatur s. Wiensches Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 21, S. 435.

Tabelle 1

Serienlinien			Gleich- laufende Emission	Gegen- laufende Emission	Feld kV cm	Bemerkungen über das Intensitätsverhältnis
H_α	$2s - 3p^2$	$\frac{\text{Int.} - 1}{\text{Int.} + 1}$	0,7	—	213	—
H_β	$2s - 4p^2$	$\frac{\text{Int.} - 6}{\text{Int.} + 6}$	—	0,92 [1,33]	90	} Vermutlich um 45 % photograph. verkl.
			0,55 [0,80]	—	95	
			0,67 [0,97]	—	107	
			—	1,20 [1,74]	107	
	$2p^2 - 4d^3, f^3$	$\frac{\text{Int.} - 4}{\text{Int.} + 4}$	—	0,80 [1,04]	90	} Vermutlich um 30 % photograph. verkl.
			0,75 [0,97]	—	95	
			0,74 [0,96]	—	107	
			—	0,82 [1,06]	107	
	$2s - 4p^4$	$\frac{\text{Int.} - 2}{\text{Int.} + 2}$	—	0,7 [0,8]	90	} Vermutlich um 15 % photograph. verkl.
			0,5 [0,57]	—	95	
H_γ	$2s - 5p^2$	$\frac{\text{Int.} - 13}{\text{Int.} + 13}$	0,73	—	61	—
			—	1,59	73	
			0,78	—	77	
			0,79	—	117	
	$2p^2 - 5d^3, f^3$	$\frac{\text{Int.} - 10}{\text{Int.} + 10}$	0,97	—	61	—
			0,98	—	77	
			—	1,40	94	
			0,96	—	117	
	$2s - 5p^4$	$\frac{\text{Int.} - 3}{\text{Int.} + 3}$	0,65	—	61	—
			0,65	—	77	
			—	1,24	94	
			0,68	—	117	
H_δ	$2s - 6p^2$	$\frac{\text{Int.} - 22}{\text{Int.} + 22}$	0,70	—	77	—
			—	> 1	94	
	$2p^2 - 6d^3, f^3$	$\frac{\text{Int.} - 18}{\text{Int.} + 18}$	0,80	—	77	—
			—	> 1	94	
	$2s - 6p^4$	$\frac{\text{Int.} - 10}{\text{Int.} + 10}$	0,63	—	77	—
			—	> 1	94	
	$2p^2 - 6d^5, f^5$	$\frac{\text{Int.} - 6}{\text{Int.} + 6}$	0,80	—	77	—
			—	1,20	94	
	$2s - 6p^6$	$\frac{\text{Int.} - 2}{\text{Int.} + 2}$	0,44	—	77	—
			—	< 1	94	

von mir gewählten Versuchsbedingungen ist ausgeschlossen, da ja unter diesen Bedingungen das elektrische Feld senkrecht zur Geschwindigkeit der Kanalstrahlen steht. Außerdem hat die neue Intensitätsdissymmetrie gerade das entgegengesetzte Vorzeichen zu der früher aufgefundenen Dissymmetrie. Denn im Falle der gleichlaufenden Emission längs der Achse des elektrischen Feldes ist die Intensität der violetten Komponenten größer als die der roten, während im axialen Effekt der Kanalstrahlen, wenn die Kanalstrahlen in Richtung des Feldes laufen, umgekehrt die Intensität der roten Komponenten größer ist.

Nachdem die vorstehenden erläuternden Bemerkungen und Klarstellungen gemacht sind, seien nunmehr die in der Tab. 1 enthaltenen Gesetzmäßigkeiten der Dissymmetrie der Emission von Wasserstoffserienlinien im elektrischen Feld längs dessen Achse herausgeholt.

Bei allen bis jetzt untersuchten Serienlinien des Wasserstoffs, also bei den Komponenten der Balmerschen *H*-Linien ist in der Emission in Richtung des elektrischen Feldes (gleichlaufende Emission) das Verhältnis der Intensität einer nach Rot verschobenen Komponente zur Intensität der entsprechenden nach Violett verschobenen Komponente gleicher Nummer kleiner als eins und kleiner als das Intensitätsverhältnis der gleichen Komponenten in der Emission gegen Richtung des Feldes (gegenlaufende Emission). Gemäß den oben gemachten Darlegungen ist also die Intensität der Emission einer vom Feld nach Rot verschobenen *H*-Serienlinie (Minuskomponente) in die Richtung des Feldes kleiner als die Intensität der Emission dieser Linie gegen die Richtung des Feldes. Umgekehrt ist bei einer vom Feld nach Violett verschobenen *H*-Serienlinie (Pluskomponente) die Intensität der Emission in die Richtung des Feldes größer als die Intensität der Emission gegen die Richtung des Feldes. Das Vorzeichen der Intensitätsdissymmetrie der Emission der *H*-Serienlinien des Wasserstoffs im elektrischen Feld wird also bestimmt durch das Vorzeichen des elektrischen Feldes und auch durch das Vorzeichen der Änderung der Frequenz der einzelnen Serienlinie durch das elektrische Feld.

Für den größten Teil der untersuchten *H*-Serienlinien hat das Intensitätsverhältnis zweier symmetrischer Komponenten in der gegenlaufenden Emission einen Wert größer als eins angenähert

gleich dem reziproken Wert des Verhältnisses in der gleichlaufenden Emission. Eine besondere Stellung nehmen indes in dieser Hinsicht die zwei symmetrischen Serienlinien von $H_\beta 2s - 4p^4$ und die zwei symmetrischen Serienlinien von $H_\gamma 2s - 6p^6$ ein. Für sie ist nämlich das Intensitätsverhältnis in der gegenlaufenden Emission zwar größer als dasjenige in der gleichlaufenden Emission, indes ebenfalls kleiner als eins. Wie in Mitteilung VI dargelegt ist, zeichnen sich diese H-Serienlinien in der Reihe der nach Rot und in der Reihe der nach Violett verschobenen Serienlinien noch in anderer Hinsicht aus.

Die Intensitätsdissymmetrie der Emission im elektrischen Feld ist für die H-Linienserie $2s - mp^2$ erheblich größer als für die H-Linienserie $2p^2 - mf^3, d^3$.

6. Intensitätsverhältnis im Längseffekt des elektrischen Feldes auf H-Linien

Bei Gelegenheit meiner Untersuchung des Quereffektes des elektrischen Feldes auf die H-Linien habe ich angenäherte Messungen über das Intensitätsverhältnis im Zerlegungsbild angestellt. Hierbei lagen die Kanalstrahlen in der Achse des Feldes; es trat also je nach der Richtung des Feldes die bereits oben erwähnte Intensitätsdissymmetrie infolge des axialen Effektes der Kanalstrahlen auf. Um die Angaben über Intensitätsverhältnisse unabhängig von diesem Effekt zu machen, nahm ich damals an, daß, wenn dieser Effekt nicht vorhanden wäre, sich Intensitätssymmetrie zwischen der positiven und der negativen Seite des Zerlegungsbildes zeigen würde; ich bildete also das Mittel aus den beobachteten Intensitäten symmetrischer Linienkomponenten und gab dieses Mittel als die Intensität einer jeden Komponente an. Heute muß es als fraglich erscheinen, ob jene Annahme streng richtig ist. Bei der Ermittlung des Intensitätsverhältnisses im Quereffekt des elektrischen Feldes kann man die gekennzeichnete Intensitätsdissymmetrie des axialen Effektes der Kanalstrahlen ausschalten, indem man, wie dies R. Wierl und H. Mark¹⁾ machten, das Intensitätsverhältnis für den Fall ermittelt, daß die H-Kanalstrahlen senkrecht zur Feldachse verlaufen. Für diesen Fall haben die genannten Autoren Registrierkurven von ihren Zerlegungsbildern mitgeteilt. Nach diesen scheint

1) R. Wierl u. H. Mark, Ztschr. f. Phys. 53. S. 526. 1929.

allerdings Intensitätsdissymmetrie im Quereffekt der Linien H_β und H_γ zu bestehen. Immerhin möchte ich auf Grund der Erfahrungen der vorliegenden Untersuchung es für möglich halten, daß sich bei einigen Komponenten der Linien H_α , H_β , H_γ und H_δ eine geringe Intensitätsdissymmetrie auch im Quereffekt bei einer genauen und eingehenden Untersuchung herausstellt. Mit diesem Vorbehalt habe ich weiter unten in der Fig. 7 meine früheren Angaben über das Intensitätsverhältnis im Quereffekt wiederholt.

Über das Intensitätsverhältnis im Längseffekt des elektrischen ist kürzlich von R. Wierl und H. Mark¹⁾ eine Mitteilung veröffentlicht worden, aber einigermaßen vollständig nur für die Linie H_γ und auch für diese Linie nur für den Fall der gleichlaufenden Emission. Meine vorliegende Untersuchung hatte nicht das Intensitätsverhältnis im Längseffekt zum eigentlichen Gegenstand, sondern die Dissymmetrie der Intensitäten in und gegen Richtung des elektrischen Feldes. Aber nebenbei boten mir meine Aufnahmen die Möglichkeit, das Intensitätsverhältnis im Längseffekt für die von mir untersuchten Linien unter den von mir gewählten Versuchsbedingungen zu ermitteln. In Tab. 2 sind die erhaltenen Resultate für die vier ersten Linien der Balmerischen Serie in der gleichlaufenden Emission zusammengestellt.

Über die quantitative Seite dieser Tabelle ist folgendes zu sagen. Die in ihr angegebenen Zahlen für die relativen Intensitäten können nicht den Anspruch großer Genauigkeit erheben; insonderheit sind in ihr die Intensitäten der vom Feld weit verschobenen (große Nummer) Komponenten infolge ihrer Verbreiterung aus dem Zittern des Feldes während der Aufnahmen zu klein erhalten worden. Die Zahlen der Tab. 2 haben zudem nicht die Bedeutung von Konstanten, die unabhängig von den Versuchsbedingungen charakteristisch für das H-Atom sind. Denn wie ich eingehend an der bis jetzt vorliegenden Literatur gezeigt²⁾ habe, ist das Intensitätsverhältnis im Quereffekt des elektrischen Feldes abhängig von den Versuchsbedingungen; so wird sich wahrscheinlich auch für das Intensitätsverhältnis im Längseffekt zeigen, daß es mit den Versuchsbedingungen, so mit der Feldstärke, der Geschwindig-

1) R. Wierl u. H. Mark, Ztschr. f. Phys. 57. S. 494. 1929.

2) J. Stark, Ann. d. Phys. [5] 1. S. 1009. 1929.

Tabelle 2

Serienlinie	Feld kV/cm	Relative Intensität gleichl. Emission
$H_\alpha \left\{ \begin{array}{l} 2s - 3p^2 \left\{ \begin{array}{l} -1 \\ +1 \end{array} \right. \\ 2p^2 - 3d^3, f^3 \quad 0 \end{array} \right.$	213	$\left\{ \begin{array}{l} 1 \\ 1,3 \\ 2,9 \end{array} \right.$
$H_\beta \left\{ \begin{array}{l} 2s - 4p^2 \left\{ \begin{array}{l} -6 \\ +6 \end{array} \right. \\ 2p^2 - 4d^3, f^3 \left\{ \begin{array}{l} -4 \\ +4 \end{array} \right. \\ 2s - 4p^4 \left\{ \begin{array}{l} -2 \\ +2 \end{array} \right. \end{array} \right.$	95	$\left\{ \begin{array}{l} 2,6 \\ 3,3 \\ 4,3 \\ 4,4 \\ 1 \\ 1,8 \end{array} \right.$
$H_\gamma \left\{ \begin{array}{l} 2s - 5p^2 \left\{ \begin{array}{l} -13 \\ +13 \end{array} \right. \\ 2p^2 - 5d^3, f^3 \left\{ \begin{array}{l} -10 \\ +10 \end{array} \right. \\ 2s - 5p^4 \left\{ \begin{array}{l} -3 \\ +3 \end{array} \right. \\ 2p^2 - 5d^5, f^5 \quad 0 \end{array} \right.$	61	$\left\{ \begin{array}{l} 1,9 \\ 2,6 \\ 2,3 \\ 2,4 \\ 1 \\ 1,5 \\ 4,5 \end{array} \right.$
$H_\delta \left\{ \begin{array}{l} 2s - 6p^3 \left\{ \begin{array}{l} -22 \\ +22 \end{array} \right. \\ 2p^2 - 6d^3, f^3 \left\{ \begin{array}{l} -18 \\ +18 \end{array} \right. \\ 2s - 6p^4 \left\{ \begin{array}{l} -10 \\ +10 \end{array} \right. \\ 2p^2 - 6d^5, f^5 \left\{ \begin{array}{l} -6 \\ +6 \end{array} \right. \\ 2s - 6p^5 \left\{ \begin{array}{l} -2 \\ +2 \end{array} \right. \end{array} \right.$	77	$\left\{ \begin{array}{l} 2,3 \\ 3,2 \\ 1,2 \\ 1,5 \\ 1,7 \\ 2,7 \\ 4,9 \\ 6,1 \\ 1 \\ 2,2 \end{array} \right.$

keit der die Lichtemission anregenden Strahlen und mit deren Winkel gegen die Achse des Feldes variiert.

In Fig. 7 ist schematisch in der bekannten Weise, in der die Länge des Striches für eine Linienkomponente als relatives Maß ihrer Intensität benützt wird, die Intensitätsverteilung der *se*-Komponenten im Quereffekt gemäß meinen früheren Messungen und rechts daneben die Intensitätsverteilung im Längseffekt gemäß den vorliegenden Untersuchungen anschaulich dargestellt. Die rechte Hälfte der Fig. 7 läßt für den Fall der gleichlaufenden Emission die von mir aufgefundene Intensitätsdissymmetrie deutlich erkennen.

In einer früheren Mitteilung¹⁾ habe ich eingehend gezeigt, daß Schrödingers Theorie der Lichtemission, soweit sie Aussagen über Intensitäten macht, unvereinbar ist mit der bis jetzt vorliegenden Erfahrung über die Intensitätsverteilung im Quereffekt des elektrischen Feldes auf die H-Linien. Gegenüber meinen Feststellungen mag jemand, der die Theorie vor meiner Kritik retten will, sich auf die unbestimmt gehaltene Ausrede zurückziehen, daß eben unter den bis jetzt gewählten

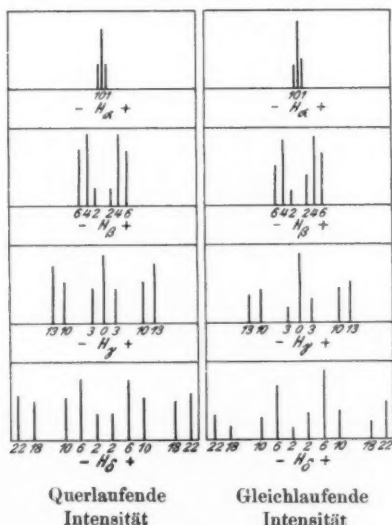


Fig. 7

Versuchsbedingungen den Voraussetzungen der Theorie für die Intensitätsberechnung nicht genügt worden sei, ohne freilich klar und bestimmt diejenigen experimentell realisierbaren Bedingungen anzugeben, für welche die theoretische Berechnung der Intensitäten gemacht worden ist. Diese Ausrede fällt bei dem Vergleich der rechten und der linken Seite der Fig. 7 fort. Denn wie leicht zu sehen ist, verlangt sowohl die Bohrsche Theorie auf Grund der Anwendung des sogenannten Korrespondenzprinzips wie die Schrödingersche sogenannte wellen-

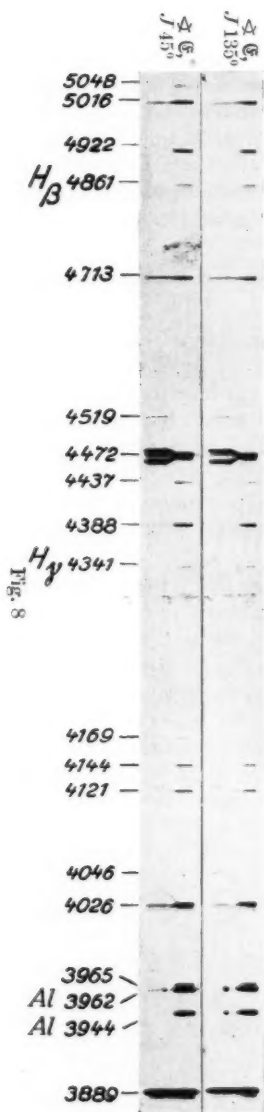
1) J. Stark, Ann. d. Phys. [5] 1. S. 1009. 1929.

mechanische Theorie zur Berechnung von Intensitätsverhältnissen erstens, daß die Intensität im Längseffekt des elektrischen Feldes auf die H-Linien in dem Zerlegungsbild einer jeden Linie symmetrisch verteilt sei, zweitens, daß die Intensitätsverteilung im Quereffekt mit derjenigen im Längseffekt übereinstimme. Ein Blick auf die Fig. 7 zeigt, daß mit der physikalischen Wirklichkeit weder die erste noch die zweite Forderung der genannten Theorien vereinbar ist.

7. Erscheinungen und Fehlerquellen bei den Beobachtungen an He-Linien

Bei den Beobachtungen an He-Linien waren dieselben Vorgänge wie im Falle des Wasserstoffs im Spiel und mußten sorgfältig berücksichtigt werden, wenn die spektrographischen Aufnahmen glücken und für einwandfreie Messungen sich eignen sollten. Dazu kamen noch weitere Vorgänge, welche bei den Beobachtungen an He-Linien von Bedeutung waren. Sie seien an Hand der angenähert vierfach vergrößerten Spektrogramme in Fig. 8 besprochen. Diese zwei Spektrogramme wurden mit Hilfe der in Fig. 3 dargestellten Anordnung gewonnen. Es betrug also für das untere Spektrogramm der Winkel zwischen der Richtung des Feldes \mathcal{E} und der Richtung der Emission J 45° (gleichlaufende Emission); für das obere Spektrogramm betrug dieser Winkel infolge Umkehrung der Feldrichtung 135° . An der Linie 4472 können in den zwei Spektrogrammen die drei Teile des Gesichtsfeldes ähnlich wie in dem Spektrogramm der Fig. 5 unterschieden werden, nämlich oben das Gebiet der Emission aus dem Kanalinnern, darunter, erkennbar an der Schiefstellung der Linienkomponenten, das Gebiet des inhomogenen Feldes im Zwischenraum und darunter, erkennbar an den parallel laufenden Linienkomponenten, das Gebiet der Emission aus dem homogenen elektrischen Feld.

Da bei der gewählten Versuchsanordnung die He-Kanalstrahlen eine Geschwindigkeitskomponente in der Sehachse besaßen, so konnte bei genügender Dispersion und Intensität die bewegte Emission der He-Kanalstrahlen losgelöst von den ruhenden Linien auf deren violetter Seite in der Form des Dopplerstreifens erscheinen. Ein solcher Dopplerstreifen ist tatsächlich in den Spektrogrammen vorhanden bei der Linie 3889, bei dem feldfreien oberen Teil der Linie 4026 und



bei der Linie 4472 sowohl in ihrem feldfreien oberen Teil wie bei ihren Komponenten im Felde. Bei diesen drei Linien ist indes die Intensität im Dopplerstreifen sehr viel kleiner als in der ruhenden Linie, wie dies bereits seit den ersten Untersuchungen¹⁾ über den Dopplereffekt bei He-Kanalstrahlen bekannt ist. Entsprechend diesem Verhältnis ist bei den übrigen schwächeren Linien der Spektrogramme der Dopplerstreifen infolge Unterbelichtung überhaupt nicht sichtbar.

An den zwei Spektrogrammen der Fig. 8 fällt weiter auf der große Unterschied der Schwärzungen (Intensitäten) der oberen Linienteile aus dem Kanalinnern und der unteren Linienteile aus dem homogenen Felde. Man darf in dieser Hinsicht nicht die Linien λ 4922, λ 4388 und λ 4026 ins Auge fassen; denn der bei diesen Linien besonders große Schwärzungsunterschied ist vorallem durch ihre Zerlegung in mehrere für sich kaum sichtbare Komponenten bedingt. Auch die Linie 3889 kommt für die Feststellung jenes Intensitätsunterschiedes wegen Überlichtung nicht in Betracht. Dagegen ist er bei den unzerlegt bleibenden Linien λ 5016, λ 4713 und λ 4121 deutlich erkennbar. Für den Fall des Wasserstoffs habe ich bereits oben die zwei Gründe dieses Intensitätsunterschiedes angegeben: größerer Gasdruck im Kanalinnern und

1) J. Stark, A. Fischer u. H. Kirschbaum, Ann. d. Phys. 40. S. 529. 1913.

Fortnahme der positiven Strahlen aus dem Kanalstrahlenbündel durch das elektrische Feld im Zwischenraum vor seinem Eintritt in das homogene Feld. Im Falle des Heliums überwiegt die zweite Ursache der Intensitätsabnahme. Nun besteht die im Falle des Heliums gewählte photometrische Methode gemäß den Darlegungen auf S. 615 darin, daß die Intensität einer He-Linie für eine bestimmte Feldrichtung zunächst mit der Intensität der feldfreien Emission auf Grund einer besonderen spektralen Aufnahme verglichen, darauf dasselbe in einer besonderen Aufnahme für die entgegengesetzte Feldrichtung unter genau den gleichen Versuchsbedingungen gemacht und erst dann aus den Schwärzungsmessungen an beiden Aufnahmen durch ihre Kombination das Verhältnis der Intensitäten in und gegen Richtung des Feldes ermittelt wird. Die methodische Forderung der Gleichheit der Versuchsbedingungen in den unmittelbar aufeinanderfolgenden zu kombinierenden spektrographischen Aufnahmen betraf vor allem die Zusammensetzung des Kanalstrahlenbündels; diese mußte in den zwei Aufnahmen streng gleich, es mußte also das Verhältnis der Zahl der positiven Strahlen zur Zahl der neutralen Strahlen in beiden Aufnahmen dasselbe sein. Um dieser entscheidenden Forderung genügen zu können, war es notwendig, die für die Schwärzungsmessungen verwendbaren Aufnahmen an He-Kanalstrahlen in praktisch reinem Helium nach vollständiger Reinigung der Kanalstrahlröhre bis zu einem stationären Zustand der Röhre und damit der Zusammensetzung der von ihr gelieferten Kanalstrahlen gemäß den nachstehenden Beobachtungen und Überlegungen durchzuführen.

Wie ich in einer früheren Mitteilung¹⁾ gezeigt habe, tritt in der negativen Glimmschicht in einer Mischung von Helium und etwas Quecksilberdampf die Intensität der Hg-Bogenlinien gegenüber derjenigen der Hg-Funkenlinien außerordentlich zurück. Aus dieser Beobachtung folgerte ich, daß Hg-Atome bei ihren Zusammenstößen mit positiven He-Ionen ionisiert werden und daß aus diesem Grunde die Hg-Atome in der negativen Glimmschicht in Helium, dem etwas Hg-Dampf beigemischt ist, in verhältniß großem Maße ionisiert sind. Was für die Hg-Atome gilt, ist zweifellos auch für andere Elemente zutreffend, insofern auch deren Ionisierungsspannung wie diejenige des

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 86. S. 541. 1928.

Quecksilbers erheblich kleiner als die Ionisierungsspannung des Heliums ist. Es befinden sich also die Atome eines Elements, das in sehr kleiner Konzentration Helium beigemischt ist, innerhalb der negativen Glimmschicht überwiegend in ionisiertem Zustand, werden infolge ihrer positiven Ladung vom elektrischen Feld erfaßt und durchlaufen unter dessen Antrieb, deswegen die ganze Strecke bis zur Kathodenoberfläche, ohne sich unterwegs zeitweise zu neutralisieren, mit einfacher oder mehrfacher positiver Ladung, weil sie bei Zusammenstößen mit He-Atomen nicht diesen durch Ionisierung ein Elektron entreißen können, ja bei diesen Zusammenstößen eher selbst weiter ionisiert werden. Aus diesem Verhältnis ergeben sich zwei Folgen. Erstens zeigen die Kanalstrahlen von Elementen, die in sehr kleiner Konzentration Helium beigemischt sind, bei gleichem Kathodenfall sehr viel größere Geschwindigkeiten und eine größere Intensität der Funkenlinien im Vergleich zu ihren Bogenlinien, als wenn die Kanalstrahlen solcher Elemente in dem reinen Gas des einzelnen Elements oder in Mischung mit leicht ionisierbaren anderen Gasen hergestellt werden. Zweitens treten die positiven Kanalstrahlen von solchen Elementen in ihrer Beimischung zu Helium, wie aus dem Hervortreten ihrer Funkenlinien gefolgert werden kann, in sehr viel größerer Zahl auf, als dem Verhältnis ihres Teildruckes zu demjenigen des Heliums entspricht. Diese beiden Erscheinungen habe ich bereits vor längerer Zeit bei Gelegenheit meiner Untersuchungen über den Dopplereffekt an Kanalstrahlen in zahlreichen Einzelfällen¹⁾ beobachtet, freilich damals irrtümlich in Zusammenhang mit der vermeintlich geringen Zerstreuung der Kanalstrahlen in Helium gebracht.

Da der oben gekennzeichnete Intensitätsunterschied zwischen der Emission aus dem Kanalinnern und der Emission aus dem homogenen Feld hauptsächlich auf die Änderung der Zahl der positiven Kanalstrahlen zurückzuführen ist und da schon aus einer geringen Beimischung von anderen Elementen zu Helium die positiven Kanalstrahlen dieser Elemente in verhältniß groß Zahl hervortreten, ist für Untersuchungen von der vorliegenden Art auf größte Reinheit des verwendeten

1) J. Stark u. H. Kirschbaum, *Phys. Ztschr.* **14**, S. 433. 1913; J. Stark, G. Wendt, H. Kirschbaum u. R. Künzer, *Ann. d. Phys.* **42**, S. 242. 1913; J. Stark u. R. Künzer, *Ann. d. Phys.* **45**, S. 29. 1914.

Heliums zu achten, und die Reinigung der Kanalstrahlenröhre, zuletzt mit Hilfe von durchströmendem Helium, so weit zu treiben, daß die Entwicklung von Kohlenwasserstoffen aus den Kittungen stationär und so gering geworden ist, daß die Emission von Wasserstofflinien gegenüber der Emission der Heliumlinien fast unmerklich wird. Diese Forderung ist gewiß nicht leicht zu erfüllen, aber im Interesse der Zuverlässigkeit der Messungen von der vorliegenden Art ist dies unbedingt notwendig. Eine Prüfung der Spektrogramme in Fig. 8 läßt erkennen, daß die vorstehende Forderung in meinen Aufnahmen tatsächlich weitgehend erfüllt war. Es treten nämlich in diesen Aufnahmen neben den He-Linien schwach nur die beiden H-Linien H_{β} und H_{γ} auf; die Al-Linien 3962 und 3944 und eine schwache Bande rechts von H_{γ} (einem Aluminiumoxyd oder einem mehratomigen Al-Molekül eigentümlich?) treten nur unmittelbar an der von Kanalstrahlen getroffenen Kanalwand (oberer Teil des Spektrogramms) und punktförmig an der oberen, ebenfalls von Kanalstrahlen getroffenen Kante der Spannungselektrode auf.

Die Forderung großer Reinheit des Heliums in der Kanalstrahlenröhre war noch aus einem zweiten Grunde zu stellen, nämlich im Interesse großer Intensität der zu untersuchenden He-Linien. Bei gleicher Stromstärke und gleichem Kathodenfall ist die Lichtemission der He-Kanalstrahlen in Helium sehr viel, 10—50mal größer, wenn das Helium sehr rein und die Kanalstrahlenröhre sehr gut gereinigt ist, als wenn das Helium auch nur etwas verunreinigt ist. Im ersten Falle erhielt ich mit meinem Spektrographen die stärksten He-Linien (3889 und 5876) in ausreichender Schwärzung schon nach einer Minute Belichtung. Und während ich die schwachen He-Linien an noch nicht völlig reinem Helium selbst nach 4 Stunden Belichtung erst eben angedeutet erhielt, kamen sie an reinem Helium schon nach einer Stunde Belichtung in meßbarer Schwärzung heraus; so wurden die in Fig. 8 wiedergegebenen Spektrogramme in einer Belichtungszeit von 1,5 Stunden erhalten.

Das Ansteigen der Intensität der Lichtemission der He-Kanalstrahlen war begleitet oder verursacht von einem sehr starken Anwachsen der Stromdichte an der Kathode und, wenn der Gasdruck unverändert gehalten wurde, von einer beträchtlichen Zunahme des Kathodenfalles in der Kanalstrahlen-

röhre. Von einem näheren Eingehen auf die Analyse dieser Erscheinung muß hier abgesehen werden. Dagegen muß noch eine andere Erscheinung erwähnt werden, die sich ebenfalls in einem bisher nicht bekannten Maße zeigte, wenn die Reinheit des Heliums in der Kanalstrahlenröhre sehr groß und diese durch längeres Spülen mit reinem Helium gut gereinigt war.

Solange das Helium beim Betrieb meiner Kanalstrahlenröhre nicht völlig rein und auch diese nicht ausreichend durch Spülen mit Helium bei starker Belastung gereinigt war, konnte die Röhre ebenso wie bei Füllung mit Wasserstoff unter Fernhaltung von Hg-Dampf mehr als 10 Stunden lang betrieben werden, ohne daß, wie dies ja in der Literatur bekannt ist, eine erhebliche kathodische Zerstäubung in der Schwärzung der Glaswand sich zeigte. Sowie aber einmal der Zustand guter Reinigung bei Reinheit des zuströmenden Gases erreicht war, und die bereits erwähnte Steigerung der Intensität der Lichtemission und des Kathodenfalls eintrat, setzte eine außerordentlich starke kathodische Zerstäubung ein. Diese war so intensiv, daß die Kanalstrahlenröhre in diesem Zustande nicht länger als ungefähr 4 Stunden betrieben werden konnte. Nach dieser Zeit war die Schwärzung ihrer Wand in der Nähe der Kathode so groß geworden, daß sie kein Licht mehr nach außen ließ, und infolge des störenden Wandbelags Unregelmäßigkeiten in dem Arbeiten der Röhre eintraten. Es blieb dann nichts übrig, als die Reihe der spektrographischen Aufnahmen abzubereiten, die Röhre abzunehmen und von dem Wandbelag zu reinigen.

Die vorstehende Beobachtung führte mich zur Erkenntnis einer wesentlichen Seite des Vorganges der kathodischen Zerstäubung. Der Grundgedanke¹⁾ zur theoretischen Deutung der kathodischen Zerstäubung, den ich vor vielen Jahren äußerte, und der heute in der Literatur fast allgemein angenommen ist, führt die Zerstäubung im elementaren Vorgang darauf zurück, daß beim Stoß eines Kanalstrahlenatoms auf ein einzelnes Atom der Kathodenoberfläche an dieses so viel kinetische Energie abgegeben wird, daß es sich aus dem Kraftverband mit benachbarten Atomen zu lösen und in den Gasraum zu fliegen vermag. Bei der Anwendung dieses Grundgedankens auf die wirklichen

1) J. Stark, *Ztschr. f. Elektrochem.* **14**, S. 752. 1908; **15**, S. 509. 1909.

Fälle der kathodischen Zerstäubung hat man indes einen wichtigen Umstand zu berücksichtigen, der für die Menge der von der Kathode wegfliegenden Metallatome neben der Zahl und der Geschwindigkeit der auffallenden Kanalstrahlen bestimmend ist. Es kann nämlich das Kathodenmetall und ein Teil des angrenzenden Gases an der Oberfläche der Kathode derartig in eine Wechselwirkung treten, daß sich an dieser entweder eine Schicht einer chemischen Verbindung zwischen Kathodenmetall und einer Gaskomponente, oder eine Schicht adsorbierten Gases bildet. Ist eine solche Oberflächenschicht vorhanden, so wirkt sie gegenüber den auffallenden Kanalstrahlenatomen zugunsten des Kathodenmetalls als Schutzschicht, indem die in ihr gebundenen Gasatome, wenn nicht alle, so doch einen mehr oder minder großen Teil der auftreffenden Kanalstrahlenatome abfangen und ihrerseits in den Gasraum zerstäubt werden. Da sich die Gasschutzschicht, solange die wirksame Gaskomponente vor der Kathodenoberfläche vorhanden ist, immer wieder neu bilden kann, bleibt auch ebenso lange die schützende Wirkung der adsorbierten oder chemisch gebundenen Gasschicht an der Kathodenoberfläche bestehen, und es erfolgt nicht ausschließlich eine Zerstäubung des Kathodenmetalls, sondern in erster Linie eine Zerstäubung der Gas-Schutzschicht an der Kathodenoberfläche. Helium bildet nun mit Metallen weder eine chemische Bindung, noch eine merkliche Adsorptionsschicht an einer Kathodenoberfläche; darum kann die Zerstäubung des Kathodenmetalls, selbst des schwer zerstäubbaren Aluminiums, ungehindert von einer Gasschutzschicht dann sich einstellen, wenn im Gasraum kein anderes chemisch aktives Gas vorhanden ist, und eine im Anfang auf der Oberfläche der Kathode sitzende Schutzschicht infolge der zerstäubenden Wirkung der Kanalstrahlen und durch andauerndes Abpumpen beseitigt ist. Die Anwendung der vorstehenden Überlegung auf andere Fälle der kathodischen Zerstäubung erklärt das unterschiedliche Verhalten der Metalle und Gase hinsichtlich der an oder in ihnen beobachteten Zerstäubung auf der Basis des Grundgedankens über den elementaren Vorgang in dieser Erscheinung. Es sei noch bemerkt, daß in der Literatur¹⁾ die mögliche Wirkung einer Schutzschicht an der Kathodenoberfläche zwar schon er-

1) Vgl. J. Fischer, Die Zerstäubungserscheinungen bei Metallen. Gebr. Borntraeger, Berlin 1927.

kannt, aber in ihrer maßgebenden Bedeutung bisher noch nicht gewürdigt wurde.

Nach diesen Ausführungen über einen Vorgang, der für das Gelingen von Untersuchungen der vorliegenden Art von Bedeutung ist, sei nunmehr eine andere Erscheinung besprochen, die ebenfalls sorgfältig berücksichtigt werden muß, wenn ein schwerer Fehler in der Ermittlung der gesuchten Intensitätsverhältnisse vermieden werden soll. Wie eine genaue Betrachtung einzelner Linien, so vor allem der Linie 4347 in dem unteren Spektrogramm der Fig. 8, erkennen läßt, nimmt in dem oberen, aus dem Kanalinnern kommenden Teil die Schwärzung etwa von dessen Mitte weg nach unten zu; außerdem erscheint die Länge dieses oberen Linienteiles in dem unteren Spektrogramm, also für die gleichlaufende Emission etwas größer als in dem oberen Spektrogramm (gegenlaufende Emission). Diese zwei Erscheinungen haben folgende Ursache. In dem Falle der gegenlaufenden Emission (oberes Spektrogramm) ist die Spannungselektrode Kathode; es laufen also in diesem Falle die elektrischen Kraftlinien von ihrer oberen Kante weg stark divergierend nach der gegenüberstehenden Anodenfläche, und zu einem Teile greifen sie in das Innere des Kathodenkanals hinein; die von diesen Kraftlinien ausgehend von der Kathodenkante erzeugten sekundären Kathodenstrahlen durchlaufen bereits in unmittelbarer Nähe der Kathodenkante eine große Spannungsdifferenz, entsprechend der hier großen Feldstärke, und treten darum in das Kanalinnere mit großer Geschwindigkeit ein. In dem Falle der gleichlaufenden Emission (unteres Spektrogramm) ist zwar der Kraftlinienverlauf an der Kante der Spannungselektrode angenähert der gleiche; aber diese ist nunmehr Anode, die nach ihr aus dem Kanalinneren herauslaufenden Kathodenstrahlen bekommen ihre Geschwindigkeit im Anfang ihres Weges aus dem schwachen Feld im Kanalinnern, durchlaufen also das Gas im Kanalinnern mit kleiner Geschwindigkeit. Dieser Unterschied der Geschwindigkeiten der vom Feld erzeugten Kathodenstrahlen im Kanalinnern (große Geschwindigkeit im Falle der gegenlaufenden Emission, oberes Spektrogramm — kleine Geschwindigkeit im Falle der gleichlaufenden Emission, unteres Spektrogramm) hat nun einen Unterschied in den Intensitäten der Lichtemission zur Folge, welche von den Kathodenstrahlen auf ihrem Wege im Kanal-

innern angeregt wird. Wie nämlich schon seit längerer Zeit bekannt ist und W. Hanle¹⁾ neuerdings in eingehenden Messungen an zahlreichen He-Linien gezeigt hat, nimmt die Intensität der Emission mit wachsender Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen erst bis zu einem Maximum zu und danach bei weiter wachsender Geschwindigkeit bis zu kleinen Werten wieder ab, das gleiche gilt angenähert für die Ionisierung des durchlaufenen Gases; diese Abhängigkeit der Intensität der Emission von der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen tritt, wie bereits H. Rau²⁾ festgestellt hat, besonders auffällig (vgl. unteres Spektrogramm in Fig. 8) bei den He-Linien der scharfen Nebenserie, z.B. λ 5048 und λ 4437, auf. Gemäß diesem Unterschied der Emission erregenden und ionisierenden Wirkungen der raschen Kathodenstrahlen im Falle der gegenlaufenden Emission und der langsamen Kathodenstrahlen im Falle der gleichlaufenden Emission ist die Intensität der He-Linien aus dem Kanalinnern in ihrem unteren Teil für den Fall der gleichlaufenden Emission merklich größer, als für den Fall der gegenlaufenden Emission, und zwar besonders auffallend bei den Linien der scharfen Nebenserie. Analog ist, aus dem gleichen Grunde der Verschiedenheit der Geschwindigkeiten der Kathodenstrahlen, im Falle der gleichlaufenden Emission auch die Ionisierung des Gases am Ausgang des Kathodenkanals, und infolgedessen die dadurch bewirkte Erniedrigung der Feldstärke größer als im Falle der gegenlaufenden Emission; hierdurch und durch die gleichzeitige Verstärkung der Lichtemission durch die Kathodenstrahlen wird eine Verlängerung des vom Feld unbeeinflussten Linienteiles im Falle der gleichlaufenden Emission (unteres Spektrogramm) gegenüber dem Falle der gegenlaufenden Emission (oberes Spektrogramm) bewirkt.

Aus der Erkenntnis der vorstehenden Erscheinungen ergeben sich zwei wichtige methodische Vorschriften. Erstens muß die Länge des im Gesichtsfeld erscheinenden Innern des Kathodenkanals so groß gewählt werden, daß die oberen, aus dem Kanalinnern kommenden Linienteile wenigstens auf eine Strecke von 0,25 mm in ihrer Schwärzung unbeeinflusst von der Emission durch die sekundären Kathodenstrahlen bleiben. Zweitens muß man dies bei den Schwärzungsmessungen prüfen,

1) W. Hanle, Ztschr. f. Phys. **30**, S. 901. 1929.

2) H. Rau, Ber. Phys.-med. Ges. Würzburg 1914.

indem man nachsieht, ob wenigstens auf einer so langen Strecke im Anfang dieser Linienteile die Schwärzung konstant ist; nur wenn dies der Fall ist, darf man derartige Schwärzungsmessungen zur Berechnung von Intensitätsverhältnissen verwenden.

Bereits in Abschnitt 4 ist oben S. 633 für den Fall des Wasserstoffs die Fehlerquelle besprochen, welche ihren Ursprung in der Emission aus dem Fenster-Seitenrohr haben kann. In meinen Beobachtungen an He-Linien war diese Emission für den Fall, daß sie von sekundären Kanalstrahlen angeregt wurde (gleichlaufende Emission), nicht merklich intensiv. Dies traf auch im Falle der gegenlaufenden Emission für die meisten Linien zu; sie blieben als breite Bänder aus dem Seitenrohr infolge der Anregung durch hier verlaufende sekundäre Kathodenstrahlen unsichtbar. Eine Ausnahme machte in diesem Falle lediglich die Para-Linie 5016; bei dieser Linie war das schmale Linienbild aus dem Feld von einem breiten Band der Emission aus dem Seitenrohr umgeben, wie dies durch die gewählte Methode (vgl. S. 623) bedingt wurde. Diese Linie mußte darum aus den Schwärzungsmessungen ausscheiden. Dies galt für alle Aufnahmen der Linie nach der in Fig. 1 dargestellten Anordnung für die Untersuchung der Emission längs der Feldachse, da in diesem Falle die von den sekundären Kathodenstrahlen durchlaufene Gasstrecke gleich der ganzen Länge des Seitenrohres war. Dagegen konnte die wichtige Linie 5016 aus den Aufnahmen mit Hilfe der Anordnung nach Fig. 3 in die Schwärzungsmessungen mit einbezogen werden. Denn bei dieser Anordnung stand ja die Achse des Feldes, und somit auch die Richtung der aus ihm kommenden Kathodenstrahlen wenigstens angenähert unter 45° zur Sehachse und somit zur Achse des Seitenrohres; es verliefen darum die sekundären Kathodenstrahlen auf einer viel kürzeren Strecke in dem Seitenrohr, so daß die von ihnen hier bewirkte Lichtemission selbst für die Linie 5016 neben der Emission aus dem Felde unsichtbar blieb, wie an dem Fehlen eines breiten Bandes bei dieser Linie in dem oberen Spektrogramm der Fig. 8 zu erkennen ist.

8. Dissymmetrie in der Emission von He-Linien

Die vorliegende Untersuchung führte ich an He-Linien nach drei verschiedenen Methoden durch; erstens für die Mehrzahl der in dem Bereich meines Spektrographen erscheinenden

Linien nach der Methode gemäß Fig. 1, also für die Intensitäten in und gegen Richtung des elektrischen Feldes, zweitens für die zwei intensivsten Linien 3889 und 5876 nach der Methode gemäß Fig. 2, also ebenfalls für die Emission längs der Achse des Feldes, drittens wieder für die Mehrzahl der meinem Spektrographen zugänglichen He-Linien nach der Methode gemäß Fig. 3, also für die Emission in einem Winkel von 45° und für die Emission in einem Winkel von 135° gegen die Richtung des Feldes. Die Ermittlung des Verhältnisses der gleichlaufenden Intensität zu der gegenlaufenden Intensität erfolgte gemäß der gewählten photographisch-photometrischen Methode (vgl. S. 629) mit Hilfe nachstehender Formeln. Es sei S_{gl}^f die Schwärzung einer Linie im feldbeeinflussten Teil für die gleichlaufende Emission, S_{gl}^k die zugehörige Schwärzung derselben Linie in ihrem feldfreien Teil aus dem Kanalinnern ebenfalls für die gleichlaufende Emission; S_{gg}^f und S_{gg}^k seien die Bezeichnungen für die entsprechenden Größen der gegenlaufenden Emission. Es ist dann:

$$\frac{J_{gl}}{J_{gg}} = e^{\frac{S_{gl}^f - S_{gl}^k}{n}} - \frac{S_{gg}^f - S_{gg}^k}{n}.$$

Diese Formel wurde im Falle der ersten und der dritten Methode angewandt. Im Falle der zweiten Methode (sechs Prismen) diente folgende Formel zur Berechnung des gesuchten Intensitätsverhältnisses:

$$\frac{J_{gl}}{J_{gg}} = e^{\frac{S_{gl}^f - S_{gl}^o}{n}} - \frac{S_{gg}^f - S_{gg}^o}{n}.$$

Hierin bedeutet S_{gl}^f die Schwärzung einer feldbeeinflussten Linie in dem Spektrogramm aus der Richtung gl , die übereinstimmt mit der Feldrichtung, S_{gl}^o die Schwärzung derselben Linie in dem gleichzeitig mit dem ersten erhaltenen Spektrogramm aus der Richtung gg , die übereinstimmt mit der Richtung gegen die Feldrichtung, S_{gl}^o die Schwärzung derselben Linie in dem ohne Feld aus der Richtung gl erhaltenem Spektrogramm, S_{gg}^o die Schwärzung derselben Linie in dem gleichzeitig mit diesem ohne Feld erhaltenen Spektrogramm aus der Richtung gg .

Die nach den vorstehenden Methoden und Formeln aus verschiedenen Messungsreihen erhaltenen Werte des Verhält-

nisses der gleichlaufenden Intensität einer He-Linie zu ihrer gegenlaufenden Intensität im elektrischen Feld sind in der Tabelle 3 zusammengestellt. Die darin gewählte Charakteristik einer jeden Linie ist meiner Axialitätsschrift (S. 23) und einer

Tabelle 3

Serienlinien	Feld kV cm	$\frac{J_0}{J_{180}}$	$\frac{J_{45}}{J_{135}}$	Vorz. v. Δn i. el. Feld	Bemerkung über das Intensitätsverhältnis
3889 $2s - 3p^2$	107	0,78	—	—	Methode d. 6 Prismen
	88	0,79	—		
	88	0,93	—		
	95	0,79	—		
	95	0,89	—		
	107	0,87	—		
	107	—	0,92		
4713 $2p^2 - 4s$	95	0,90	—	—	
	95	0,82	—		
	88	0,70	—		
	107	—	0,94		
4121 $2p^2 - 5s$	88	0,82	—	—	Vergleich m. d. Auge
	107	—	<1		
4518 $2p^2 - 4p^2$	88	0,90	—	—	Vergleich m. d. Auge
	107	—	<1		
4046 $2p^2 - 5p^2$	107	—	<1	—	Vergleich m. d. Auge
5876 $2p^2 - 3d^3, f^3$	88	1,03	—	+	Methode d. 6 Prismen
	88	1,09	—		
	88	1,16	—		
	130	1,03	—		
	107	—	1,07		
	107	—	1,15		
4472 $2p^2 - 4d^3$	88	0,94	—	—	
4026 $2p^2 - 5f^5$	107	—	>1	+	Vergleich m. d. Auge
5016 $2S - 3I^2$	107	—	1,13	+	—
3965 $2S - 4P^2$	107	—	>1	+	Vergleich m. d. Auge
5047 $2P^2 - 4S$	88	<1	—	—	Vergleich m. d. Auge
6678 $2P^2 - 3D^3, F^3$	88	0,82	—	—	
	88	0,89	—		
	107	—	0,90		
4922 $2P^2 - 4D^3$	88	0,90	—	—	Vergleich m. d. Auge
	107	—	<1		

später erschienenen ergänzenden Mitteilung¹⁾ entnommen; Δn im Kopf der fünften Spalte bedeutet die Frequenzänderung durch das elektrische Feld.

Wie der Vergleich der Zahlenwerte in der vorstehenden Tab. 3 ergibt, ist für alle Linien, welche vom elektrischen Feld nach Rot verschoben werden, die Intensität ihrer Emission in Richtung des elektrischen Feldes kleiner als entgegengesetzt dazu; umgekehrt ist für alle Linien, welche vom elektrischen Feld nach Violett verschoben werden, die Intensität der Emission in Richtung des Feldes größer als in der entgegengesetzten Richtung. Diese Gesetzmäßigkeit gilt sowohl für das Ortho-, wie für das Para-Spektrum des Heliums; in dem einen wie in dem anderen Spektrum gibt es Linien von dem einen Vorzeichen der Dissymmetrie und Verschiebung, wie von dem entgegengesetzten Vorzeichen dieser Größen.

Die Intensitätsdissymmetrie der Emission im elektrischen Feld ist für die Linie $2s - 3p^2$ und die Linie $2S - 3F^2$ größer als für die Linie $2p^2 - 3d^3, f^3$ und die Linie $2p^2 - 4d^3$ bzw. für die Linie $2P^2 - 3D^3, F^3$.

Die vorstehenden Gesetzmäßigkeiten entsprechen qualitativ in allen Einzelheiten den für die H-Serienlinien gefundenen Gesetzmäßigkeiten in der Erscheinung der Dissymmetrie der Emission im elektrischen Feld.

Die Untersuchung der Dissymmetrie in der Emission von H-Serienlinien wurde in der Weise durchgeführt, daß die Intensitäten symmetrischer Komponenten $J - n$ und $J + n$ für die gleichlaufende und die gegenlaufende Emission verglichen wurden. Im Falle des Heliums tritt bekanntlich keine symmetrische Zerlegung seiner Linien in Plus- und Minuskomponenten ein. Immerhin werden bei der Linie 4472 rechts und links von ihrer elektrisch unbeeinflussten Lage die Linie $2p^2 - 4d^3$ [4471,9] und die Linie $2p^2 - 4f^3$ [4469,0] unter der Wirkung des Feldes sichtbar, und zwar wird jene vom Feld nach Rot, diese nach Violett verschoben. Wenn nun die oben gefundene Gesetzmäßigkeit des Zusammenhanges zwischen dem Vorzeichen der Intensitätsdissymmetrie und dem Vorzeichen der Verschiebung im Feld auch für die Linie $2p^2 - 4f^3$, wie für die Linie $2p^2 - 4d^3$ gemäß der Tab. 3 gilt, dann muß das Intensitätsverhältnis $\frac{J 2p^2 - 4d^3 [4471,5]}{J 2p^2 - 4f^3 [4469,0]}$ für die gleich-

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 87. S. 927. 1928.

laufende Emission einen kleineren Wert haben, als für die gegenlaufende Emission, wie dies für symmetrische H-Linienkomponenten gefunden wurde. Die Ermittlung dieses Verhältnisses ist darum eine weitere Prüfung für die Gültigkeit der aufgefundenen Gesetzmäßigkeit. Mehrere spektrale Aufnahmen machten mir diese Prüfung möglich. In diesen war die Linie $2p^2 - 4d^3$ nicht in ihre zwei Komponenten aufgelöst, wohl aber die Linie $2p^2 - 4f^3$; der ins Auge gefaßte Vergleich wurde bei dieser Linie nur für die intensivere Komponente größerer Wellenlänge durchgeführt. Die erhaltenen Zahlenwerte sind in der Tab. 4 zusammengestellt. Sie zeigen in der Tat die ver-

Tabelle 4

Serienlinien	Gleich- laufende Emission 0°	Gegen- laufende Emission 180°	Gleich- laufende Emission 45°	Gegen- laufende Emission 135°	Feld kV cm
	1,48	—	—	—	} 88
	—	1,63	—	—	
	1,35	—	—	—	} 88
	—	1,50	—	—	
Int. $2p^2 - 4d^3$ [4471,5]	1,48	—	—	—	} 110
Int. $2p^2 - 4f^3$ [4469,0]	—	1,61	—	—	
	—	—	1,44	—	} 107
	—	—	—	1,62	
	—	—	1,31	—	} 107
	—	—	—	1,69	

mutete Änderung des Intensitätsverhältnisses der zwei vom Feld entgegengesetzt verschobenen Linien bei Umkehrung der Feldrichtung. Freilich läßt sich aus den Zahlen der Tabelle nicht die Frage beantworten, ob die Dissymmetrie der Emission an beiden Linien mit entgegengesetztem Vorzeichen, wie es sehr wahrscheinlich ist, auftritt, oder nur bei der Linie $4471,5 = 4472$ gemäß Tab. 3.

9. Polarisation von He-Linien im Längseffekt des elektrischen Feldes

Über die Polarisation von He-Linien im Längseffekt des elektrischen Feldes liegt in der Literatur bis jetzt nur eine Angabe vor, nämlich von mir und G. Wendt¹⁾ für den Fall der Grob-

1) J. Stark u. G. Wendt, Ann. d. Phys. **43**, S. 983. 1914.

zerlegung der Linien $\lambda 4922$, $\lambda 4472$ und $\lambda 4388$; es wurde von uns gefunden, daß die Komponenten dieser Linien unpolarisiert sind. Bei der vorliegenden Untersuchung der Dissymmetrie der Lichtemission im Längseffekt benutzte ich die Gelegenheit, die in meinem Spektrographen erscheinenden He-Linien unter meinen Versuchsbedingungen auf ihre Polarisation im Längseffekt zu untersuchen. Es geschah dies nach der bereits früher angewandten Methode, indem das aus dem Feld kommende Licht auf seinem Wege zum Spektrographenspalt erst durch ein Viertelwellenlänge-Glimmerblättchen, dann durch ein Kalkspat-rhomboeder geleitet wurde, so daß in der Öffnung des Spektrographenspaltes übereinander die zwei senkrecht zueinander linear polarisierten Schlitzbilder auftraten. Es wurden bei dieser Anordnung einmal eine Aufnahme ohne elektrisches Feld im Emissionsgebiet, und unmittelbar danach zwei Aufnahmen mit Feld für dessen zwei Richtungen gemacht. Beim Vergleich der drei Aufnahmen hinsichtlich des Schwärzungsunterschiedes der übereinanderliegenden Bilder zeigte sich kein Unterschied zwischen ihnen für folgende Linien: $2s - 3p^2$ [3889], $2p^2 - 3d^3, f^3$ [5876], $2p^2 - 4s$ [4713], $2p^2 - 4d^3$ [4471,5], $2p^2 - 4f^3$ [4469,0]; $2S - 3P^2$ [5016], $2P^2 - 3D^3, F^3$ [6678]; mit dem Auge wurde das gleiche Verhalten bei den Linien $2P^2 - 4D^3$ [4922] und $2P^2 - 4S$ [5047] festgestellt.

Gemäß diesem Ergebnis fallen also in der Frequenz einer jeden der untersuchten Linien zwei entgegengesetzt zueinander zirkular oder elliptisch polarisierte Linien für die von mir angewandte Dispersion und Feldstärke ununterscheidbar zusammen.

Mit dieser Feststellung ist indes das Problem der Polarisation der He-Linien im Längseffekt des elektrischen Feldes nicht vollständig und endgültig gelöst. Denn die theoretisch eingestellte Formulierung des vorstehenden Ergebnisses legt folgenden Gedanken nahe. Es ist möglich, daß die zwei bis jetzt in Überlagerung beobachteten, entgegengesetzt zirkularen oder allgemeiner entgegengesetzt elliptischen Emissionen einer He-Linie, wenigstens in gewissen Fällen bei genügender Steigerung der elektrischen Feldstärke und der Dispersion auch in ihrer Frequenz wahrnehmbar auseinandertreten und dann jede einzeln für sich elliptische Polarisation zeigen. Nun haben in der Tat J. St. Foster¹⁾ und andere Beobachter mit Hilfe der

1) J. St. Foster, Proc. Roy. Soc. A. 114. S. 47. 1927.

Methode der Kathodenschicht bei großer Feldstärke und Dispersion an den Linien $2p^2 - 4d^3$ [4471,5] und $2p^2 - 4f^3$ [4469,0] das Auftreten von mindestens zwei *se*-Komponenten festgestellt; das gleiche gelang Foster und Y. Ishida und G. Kamijima¹⁾ bei den Linien der Serie $2P^2 - mP^2$ und den zwei letzten Beobachtern bei der Linie $2p^2 - 5p^2$. Ob diese Komponenten die im Längseffekt möglich entgegengesetzt elliptisch polarisierten Linienfrequenzen darstellen, kann nur die experimentelle Untersuchung entscheiden. Hierzu reichten die mir zur Verfügung stehenden Hilfsmittel nicht aus.

Die experimentellen Untersuchungen der vorstehenden und folgenden Mitteilung wurden mir durch die Unterstützung von mehreren Seiten ermöglicht. Hierzu trug die Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft durch Bewilligung experimenteller Hilfsmittel entscheidend bei; den verwendeten Steinheilschen Spektrographen verdanke ich der Helmholtz-Gesellschaft.

Großhesselohe-München, Dezember 1929.

1) Y. Ishida u. G. Kamijima, Sc. Pap. Inst. Phys. and Chem. Res. 9. S. 117. 1928.

(Eingegangen 29. Januar 1930)

Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur

V. Dissymmetrie der Lichtemission im axialen Effekt der Kanalstrahlen

Von J. Stark

(Mit 11 Figuren)

Inhalt: 1. Einleitung. — 2. Methoden und Fehlerquellen. — 3. Beobachtungen an H-Linien. — 4. Beobachtungen an He-Linien, deren gegenlaufende bewegte Intensität größer als die gleichlaufende ist. — 5. Beobachtungen an He-Linien, deren gegenlaufende bewegte Intensität kleiner als die gleichlaufende ist. — 6. Verschiebung der Hg-Linie 4359 im elektrischen Feld. — 7. Bisherige Ergebnisse über die Intensitätsdissymmetrie im axialen Effekt der Kanalstrahlen.

1. Einleitung

Wie auf der Hand liegt, besitzt die Bewegung eines Kanalstrahlenteilchens eine Axialität, die Achse seiner Geschwindigkeit und in dieser eine Dissymmetrie, welche gegeben wird durch das Vorzeichen der Geschwindigkeit. Wie ich bereits in meiner Axialitätsschrift¹⁾ folgerte und wie sich aus meinen neuen Beobachtungen ergibt, besitzt auch die Struktur eines chemischen Atoms eine ausgezeichnete Achse und in dieser Achse, bzw. in bezug auf eine Ebene senkrecht zu dieser Achse eine Dissymmetrie wenigstens im Vorgange der elementaren Lichtemission an einem einzelnen Atom. Aus dem Zusammenwirken der Axialität der Struktur eines Atoms und der Axialität seiner Kanalstrahlenbewegung ergibt sich eine Reihe von Erscheinungen, welche ich unter dem Gesichtspunkt dieses Zusammenwirkens in der Bezeichnung „axialer Effekt der Kanalstrahlen“ auf ihre gemeinsame Ursache zurückführe.

1) Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur. Polytechnische Buchhandlung A. Seydel, Berlin 1927.

Am meisten untersucht und bekannt ist die Polarisation der Lichtemission im axialen Effekt der Kanalstrahlen. Diese Erscheinung habe ich bereits im Jahre 1906 aufgefunden¹⁾ und auf Grund quantitativer Untersuchung²⁾ des Falles der Wasserstoff-Kanalstrahlen vermutet, daß die Polarisation der Lichtemission der H-Kanalstrahlen deren bewegter Intensität eigentümlich sei. A. Weigl³⁾ und R. Döpel und R. v. Hirsch⁴⁾ haben dann nachgewiesen, daß die bewegte Intensität der H-Kanalstrahlen in der Tat in ungefähr dem Betrage polarisiert ist, wie er von mir und Lunelund für die Summe aus bewegter und ruhender Intensität gefunden worden war. Darüber hinaus ließ sich, wie ich in meiner Axialitätsschrift mitteilte, feststellen, daß auch die ruhende Intensität der H-Kanalstrahlen polarisiert ist, wenn auch in viel geringerem Betrage als die bewegte Intensität.

Gleichzeitig mit der Polarisation der Lichtemission im axialen Effekt der Kanalstrahlen tritt die Erscheinung der Dissymmetrie der Lichtemission in diesem Effekt auf. Wie ich bereits im Jahre 1910 fand⁵⁾, ist die bewegte Emission der Quecksilberlinie $\lambda 4359$ von seiten von Hg-Kanalstrahlen, die in Wasserstoff verlaufen, in der Richtung der Geschwindigkeit intensiver als entgegengesetzt dazu. Wie ich dann in meiner Axialitätsschrift mitteilte, ist die bewegte Emission der Helium-Linie $\lambda 3889$ von seiten von He-Kanalstrahlen, die in einem Gemisch von viel Wasserstoff und wenig Helium verlaufen, entgegengesetzt zur Geschwindigkeit erheblich intensiver als in Richtung der Geschwindigkeit. Für die ruhende Emission dieser Linie in den Kanalstrahlen wurde bei diesen Beobachtungen auch eine Dissymmetrie der Intensität gefunden; sie war indes erheblich kleiner als für die bewegte Emission und vor allem ergab sich ihr Vorzeichen entgegengesetzt zu demjenigen der Dissymmetrie der bewegten Emission.

Nachdem ich die Erscheinung der Dissymmetrie der Lichtemission im elektrischen Felde aufgefunden hatte, erhob

1) J. Stark, Verh. d. D. Phys. Ges. 8. S. 104. 1906.

2) J. Stark u. H. Lunelund, Ann. d. Phys. 46. S. 68. 1915.

3) A. Weigl, Ann. d. Phys. 82. S. 1. 1927.

4) R. Döpel u. R. v. Hirsch, Ann. d. Phys. 82. S. 16. 1927.

5) J. Stark, Phys. 11. S. 179. 1910.

sich sofort die Frage, ob hinsichtlich des Vorzeichens der Intensitätsdissymmetrie für die verschieden sich verhaltenden Linien eine gesetzmäßige Übereinstimmung zwischen dem Effekt des elektrischen Feldes und dem axialen Effekt der Kanalstrahlen besteht. Für die Beantwortung dieser Frage war es notwendig, die bis jetzt vorliegenden Beobachtungen über die Intensitätsdissymmetrie im axialen Effekt der Kanalstrahlen auf ihre Genauigkeit kritisch zu prüfen und für den Zweck des Vergleiches mit den Beobachtungen über den Effekt des elektrischen Feldes zu ergänzen.

2. Methoden und Fehlerquellen

Die oben erwähnten Beobachtungen über die Intensitätsdissymmetrie an der Hg-Linie $\lambda 4359$ habe ich mit der auch in Mitteilung IV beschriebenen Methode der sechs Prismen durchgeführt. Diese Methode hat den Nachteil geringer Lichtstärke. Die oben angeführten Beobachtungen über die Intensitätsdissymmetrie an der He-Linie $\lambda 3889$ im axialen Effekt der Kanalstrahlen habe ich mit Hilfe der Methode der zwei Spiegel gewonnen. Diese Methode liefert erheblich größere Lichtintensitäten im Spektrographen als die Methode der sechs Prismen. Die Genauigkeit der Messungen, welche mit ihrer Hilfe gemacht wurden und in meiner Axialitätsschrift mitgeteilt sind, ist indes durch mehrere Fehlerquellen beeinträchtigt. Die bei jenen Messungen verwendete Dispersion war nämlich verhältniß klein, 60 Å/mm bei $\lambda 3889$, 117 Å/mm bei $\lambda 4472$, 372 Å/mm bei $\lambda 5876$. Diese kleine Dispersion bot den Vorteil großer Lichtstärke, sie war indes mit folgenden Nachteilen behaftet. Erstens lieferte sie den Dopplereffektstreifen der bewegten Intensität in so geringer Breite, daß in ihm die bewegten Linien der verschieden großen Geschwindigkeiten überlagert erschienen; es konnte darum nicht untersucht werden, ob die Größe der Intensitätsdissymmetrie mit der Größe der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen variiert. Zweitens konnte eine Überlagerung der untersuchten He- und H-Linien durch benachbarte Linien von Verunreinigungen eintreten. Dies traf, wie ich bereits in meiner Axialitätsschrift darlegte, in mehreren Fällen zu; es ist aber möglich, daß darüber hinaus noch in weiteren Fällen, vor allem in dem

langwelligen Gebiet oberhalb $\lambda 4400$ diese Fehlerquelle wirksam war.

Auf Grund der vorstehenden Überlegungen wählte ich für meine neuen Beobachtungen nach der Methode der zwei Spiegel eine Dispersion, die ungefähr viermal größer war als diejenige in meinen früheren Beobachtungen, nämlich 16,45 Å/mm bei $\lambda 3889$, 29,63 Å/mm bei $\lambda 4772$ und 66,6 Å/mm bei $\lambda 5876$. Ich erhielt sie mit dem großen Steinheilschen Glasspektrographen unter Verwendung von einem Prisma und dem achromatischen Kameraobjektiv von 725 mm Brennweite.

Wie ich in meiner Axialitätsschrift darlegte, benötigt man in der Methode der zwei Spiegel zur Ermittlung des Verhältnisses der Intensitäten einer Linie in zwei Richtungen Vergleichs- oder Basislinien, welche den Effekt der Intensitätsdissymmetrie nicht zeigen. Hierfür verwendete ich in meinen früheren Untersuchungen die Kanten der negativen Stickstoffbanden bei $\lambda 3914$ und bei $\lambda 4278$. Gegen die Verwendung dieser Vergleichslinien bestehen nach den vorliegenden Erfahrungen kaum Bedenken; ich habe darum auch bei meinen neuen Beobachtungen die Stickstoffbande bei $\lambda 3914$ herangezogen. Außer den genannten Stickstoffbanden habe ich bei meinen früheren Beobachtungen oberhalb $\lambda 4300$ als Basislinien Hg- und N-Linien verwendet und angenommen, daß diese Linien die Intensitätsdissymmetrie im axialen Effekt der Kanalstrahlen nicht zeigen, wenigstens nicht für die ruhende Intensität. Diese Annahme halte ich heute auf Grund vermehrter Erfahrung für bedenklich. Darum habe ich bei meinen neuen Beobachtungen auf die Verwendung dieser Linien als Basislinien verzichtet. An ihrer Stelle habe ich für die Ermittlung der Intensitätsdissymmetrie in der bewegten Emission von He $\lambda 4472$ die ruhende Intensität dieser Linie, für die Ermittlung der Dissymmetrie von He $\lambda 5016$ und He $\lambda 5876$ die ruhenden Intensitäten von He $\lambda 4713$ und He $\lambda 4922$ verwendet. Welche Überlegungen hierbei zu berücksichtigen sind, ist weiter unten dargelegt.

Bei den früheren Beobachtungen nach der Methode der zwei Spiegel verliefen H-Kanalstrahlen in Helium oder He-Kanalstrahlen in Wasserstoff, nachdem sie den 10 cm langen Kathodenkanal passiert hatten. Um in meinen neuen Beob-

achtungen eine große Intensität im Spektrographen zu erhalten, verkürzte ich den Weg der Kanalstrahlen von der Stirnfläche der Kathode bis zum Beobachtungsgebiet (Kathodenkanal). Die verwendete Kanalstrahlenröhre war dieselbe, welche zur Untersuchung der Intensitätsdissymmetrie im elektrischen Feld gedient hatte. Der 10 mm lange Kathodenkanal hatte einen Querschnitt $2 \times 1 \text{ mm}^2$. Auf der Rückseite der Kathode war als Träger für die zwei Spiegel von $1 \times 1 \text{ cm}^2$ Fläche ein 1 cm breites Messingblech in der aus der Fig. 1 ersichtlichen Weise befestigt. In dessen Mitte war längs der Achse der Kanalstrahlen ein 0,4 mm weiter Schlitz (in der Figur nicht sichtbar) angebracht. Unmittelbar vor diesem in streng gleicher Neigung zur Ebene des Blechträgers, also senkrecht zur Kanalstrahlenachse mit ihren einander zugewandten Kanten in 4,5 mm Abstand waren die zwei Spiegel so gestellt, daß über den unteren Licht aus dem Kanalstrahlenbündel unter einem Winkel von 45° zur Richtung

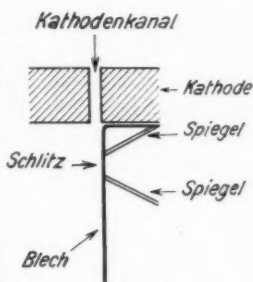


Fig. 1

der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen, über den oberen unter einem Winkel von 135° hierzu in die Sehachse des Spektrographen lief. Die Achse des Spaltrohres des Spektrographen war so gestellt, daß sie durch den Schlitz im Trägerblech das Kanalstrahlenparallelepiped parallel seiner Breitseite (2 mm) durchsetzte. Der Schlitz und seine zwei Spiegelbilder wurden mit Hilfe des dem Spektrographen beigegebenen Kondensors im Verhältnis 3,57:1 verkleinert scharf auf die Ebene des ungefähr 1 mm weiten Spektrographenspaltes abgebildet. Es erschienen also in der bekannten Weise im Spektrogramm das Bild des Schlitzes zwischen den zwei Spiegeln, unmittelbar darüber sein über den oberen Spiegel laufendes Bild (gegenlaufende Intensität J_{135}) und unmittelbar darunter das über den unteren Spiegel laufende Schlitzbild (gleichlaufende Intensität J_{45}). An diesen Spiegelbildern für die verschiedenen Linien wurden mit Hilfe des Hartmannschen Mikrophotometers die Schwärzungen an den voneinander

abgewandten Linienenden je in 0,02 und 0,03 mm Abstand von ihnen gemessen, und zwar sowohl für die zu untersuchende Linie, wie für die benachbarte Vergleichs- oder Basislinie. Aus den erhaltenen Schwärzungsdifferenzen wurde dann in der in Mitteilung IV angegebenen Weise das Intensitätsverhältnis der gegenlaufenden und der gleichlaufenden Intensität ermittelt.

Bei den neuen Beobachtungen strömte das Gas, dessen Linien untersucht werden sollten, von dem Vorratsgefäß in die Kanalstrahlenröhre, von da durch den Kathodenkanal in den Beobachtungsraum und von da weiter zur Pumpe. Es verliefen also die Kanalstrahlen in dem gleichen Gas, aus dem sie gebildet wurden, also H-Strahlen in Wasserstoff und He-Strahlen in Helium. In ihrem Spektrogramm erschien darum eine Linie im allgemeinen sowohl in bewegter wie in ruhender Intensität. Bei den He-Linien war die ruhende Intensität sehr viel größer wie die bewegte Intensität, obwohl der Gasdruck im Beobachtungsraum wegen des Druckabfalls im Kathodenkanal kleiner als in der Kanalstrahlenröhre war. Umgekehrt war bei den H-Linien die bewegte Intensität sehr viel größer als die ruhende. Das verwendete Helium enthielt eine Spur Stickstoff. Dies war deswegen gerade erwünscht, weil so die N-Bande bei $\lambda 3914$ in gerade brauchbarer Schwärzung als Vergleichslinie herauskam. Außer dieser Bande erschienen im Spektrogramm die intensivsten N-Funkenlinien, die C-Linie 4267 und sehr schwach die H-Linien H_α und H_β . In dem Spektrogramm von den H-Kanalstrahlen erschienen schwach lediglich die negativen N-Banden 3914 und 4278.

3. Beobachtungen an H-Linien

In der Fig. 2 sind die Schwärzungsmessungen an der Linie H_γ dargestellt, die von einem guten Spektrogramm gewonnen wurden. Der Nullwert der Abszisse entspricht der Mitte der ruhenden Linie. Wie die Figur erkennen läßt, reichte die Dispersion nicht aus, den Dopplereffekt-Streifen durch ein Intensitätsminimum von der ruhenden Linie zu trennen; deren rechte Seite ist vielmehr von bewegter Intensität überlagert. Der erste Eindruck, den man beim Vergleich der Verteilungskurven für gegenlaufende und gleichlaufende Intensität hat, ist der, daß die zwei Kurven lediglich

um einen gewissen Abszissenbetrag gegeneinander verschoben sind. Eine sehr sorgfältige Messung der Lage der ruhenden Linie ergab jedoch, daß ein Fehler in der Bestimmung der Lage der ruhenden Linien für die zwei Kurven nicht vorliegt. Nachdem diese Feststellung gemacht ist, kann man vermuten, daß die Ordinatendifferenzen der zwei Schwärzungskurven durch den Umstand bedingt werden, daß der obere Spiegel, über welchen die gegenlaufende Intensität (J_{135}) lief, eine

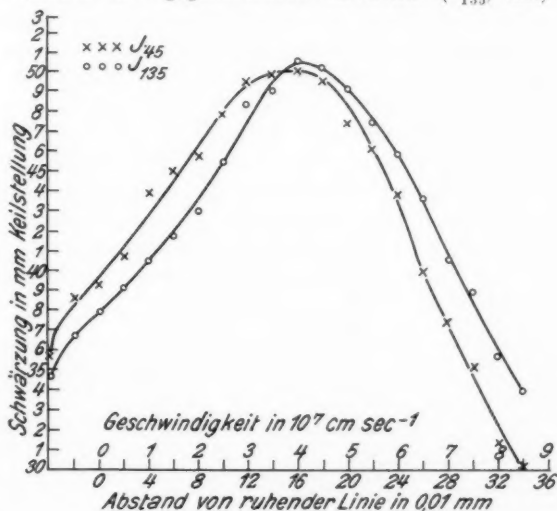


Fig. 2

größere Neigung als 135° gegen die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen hatte und darum eine Verschiebung der gegenlaufenden bewegten Intensität nach größeren Geschwindigkeiten bedingte. Wäre diese Vermutung richtig, dann müßten die Längen der zwei Spiegelbilder im Spektrogramm, gemessen parallel der ruhenden Linie, voneinander verschieden sein, da ja die zwei Spiegel gleich groß waren und ihre Länge und Neigung gegen die Achse der Kanalstrahlen die Länge der spektrographischen Spiegelbilder bestimmt. Bei sorgfältiger Messung der Längen der Spiegelbilder parallel der Achse der ruhenden Linie ergaben sie sich indes innerhalb der Genauigkeit der Messung als gleich. So bleibt zur Deutung der Ordi-

natendifferenzen der zwei Kurven nur die nachstehende Auffassung übrig.

Wie die Figur erkennen läßt, ist für die ruhende Linie im Abszissenbereich von $-0,04$ bis $0,04$ mm die gleichlaufende Intensität größer als die gegenlaufende; dies ist auch der Fall für die bewegten Intensitäten in dem Geschwindigkeitsbereich von Null bis etwa $3 \cdot 10^7$ cm/sec. Bei größer werdender Geschwindigkeit überwiegt indes mehr und mehr die gegenlaufende über die gleichlaufende bewegte Intensität. Das Verhältnis der gleichlaufenden bewegten Intensität (J_{45}) zur gegenlaufenden Intensität (J_{135}) ist in der Fig. 3 dargestellt. Diese wurde in folgender Weise erhalten. Es wurde das Verhältnis der bewegten Intensitäten auf dasjenige der ruhenden Intensitäten bezogen, indem dieses gleich eins gesetzt und zur Schwärzungsdifferenz der bewegten Intensitäten für die einzelnen Geschwindigkeiten die Schwärzungsdifferenz der ruhenden Intensitäten (ungefähr 2 mm Keilstellung) addiert wurde. Aus dieser Summe der Schwärzungsdifferenzen wurde dann in der Weise, wie sie in Mitteilung IV beschrieben ist, das Intensitätsverhältnis berechnet.

Wie die Fig. 3 erkennen läßt, ist das Verhältnis der gleichlaufenden zur gegenlaufenden bewegten Intensität bis ungefähr $3 \cdot 10^7$ cm/sec nur wenig kleiner als eins; bei weiter steigender Geschwindigkeit nimmt es indes bis zu 0,5 bei $8 \cdot 10^7$ cm/sec Geschwindigkeit ab. Es wird also die Linie H_γ von seiten von H-Kanalstrahlen, die in Wasserstoff verlaufen, entgegengesetzt zur Richtung der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen bei Geschwindigkeiten über $3 \cdot 10^7$ cm/sec erheblich intensiver emittiert als in Richtung der Geschwindigkeit.

Die vorstehenden Angaben über das Intensitätsverhältnis der gleichlaufenden und der gegenlaufenden bewegten Intensität bedürfen noch einer kleinen Korrektur. Es ist angenommen worden, daß das Verhältnis der ruhenden Intensitäten gleich eins sei; diese Annahme ist nicht streng richtig. Ein Vergleich der Schwärzungsdifferenz der zwei Kurven in Fig. 2 für den Abszissenwert $-0,02$ mm mit der Schwärzungsdifferenz der Stickstoffbanden 4278 und 3914 ergab, daß jene ungefähr um 0,5 mm Keilstellung größer als diese war. Es ist also in der ruhenden Emission der Linie H_γ durch H-Kanal-

strahlen die gleichlaufende Intensität um etwa 5 Proz. größer als die gegenlaufende Intensität und zwar für eine mittlere Strahlengeschwindigkeit von $4 \cdot 10^7$ cm/sec. Wie in dem eingangs erwähnten Falle der He-Linie 3889 ist demnach bei der Linie H_γ die Intensitätsdissymmetrie für die ruhende Emission entgegengesetzt derjenigen der bewegten Emission, indes erheblich kleiner als diese.

Außer der Linie H_γ habe ich auf meinen Spektrogrammen auch die Linien H_β und H_α erhalten; indes sah ich von ihrer

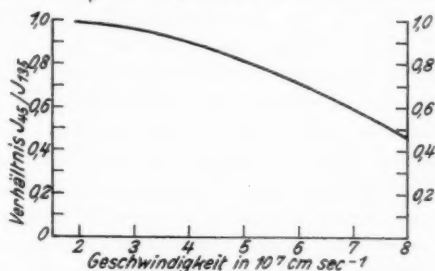


Fig. 3

Photometrierung ab. Bei der Linie H_β war nämlich infolge der hier kleinen Dispersion meines Spektrographen der Dopplerstreifen zu schmal, als daß eine genügende Trennung der Schwärzungen für kleine und große Geschwindigkeiten möglich gewesen wäre. Und bei H_α war die Schwärzung für eine genaue Photometrierung zu klein. Indes stellte ich bei dieser Linie durch den Vergleich mit dem Auge unter der Lupe fest, daß bei ihr ebenfalls wie bei H_γ die größten Geschwindigkeiten im Dopplerstreifen für die gegenlaufende Intensität eine größere Schwärzung aufwiesen als für die gleichlaufende Intensität. Dasselbe stellte ich fest für H_α an einem Spektrogramm, das ich an Kanalstrahlen in Helium mit etwas Wasserstoff erhalten hatte.

In meiner Axialitätsschrift habe ich bereits Beobachtungen über die Intensitätsdissymmetrie an H-Linien mitgeteilt. Diese Beobachtungen können indes, wie ich dort darlegte, keinen Anspruch auf große Genauigkeit erheben und ich habe mir ihre Richtigstellung ausdrücklich vorbehalten. Ihr Vergleich mit den neuen Beobachtungen ergibt folgendes. Überein-

stimmend mit diesen erhielt ich früher für die ruhende Emission von H_γ das Verhältnis von gleichlaufender zu gegenlaufender Intensität etwas größer als eins, nämlich zu 1,05 im Mittel aus drei Messungen. Mit diesem Resultat für H_γ stimmt überein der frühere Befund für H_β , daß für die ruhende Emission dieser Linie das Verhältnis der gleichlaufenden zur gegenlaufenden Intensität im Mittel aus zwei Beobachtungen zu 1,04 sich ergab. Dagegen ist keine Übereinstimmung des früheren Resultates für H_β mit dem neuen Resultat bei H_γ für die bewegte Emission vorhanden. Für diese ergab sich nämlich früher bei H_β das Verhältnis der gleichlaufenden zur gegenlaufenden Intensität im Mittel zu 1,04 bei einer mittleren Geschwindigkeit von $6 \cdot 10^7$ cm/sec, während oben für dieses Verhältnis bei H_γ der ungefähre Wert von 0,8 erhalten wurde. Nun ist freilich zu beachten, daß in den früheren Beobachtungen eine Überlagerung der Schwärzungen für große und kleine Geschwindigkeiten infolge der kleinen Dispersion statthatte und entsprechend einem Intensitätsüberwiegen der kleinen Geschwindigkeiten der ihnen nach den neuen Beobachtungen zukommende größere Wert jenes Intensitätsverhältnisses überwog; aber dieser Umstand reicht nicht aus, um zu erklären, warum sich für H_β früher ein Wert etwas größer als eins sich ergab; es muß darum gefolgert werden, daß der frühere Wert durch eine Fehlerquelle etwas über eins hinausgehoben wurde.

Wertvoll ist der Vergleich der Ergebnisse meiner neuen Beobachtungen mit denjenigen, welche ich vor fast 20 Jahren nach der Methode der sechs Prismen erhielt. Ich glaubte damals aus meinen Beobachtungen folgern zu können, daß für die bewegte Emission der Linie H_β in H-Kanalstrahlen keine merkliche Intensitätsdissymmetrie besteht. Ich verglich nämlich die Werte der Maxima in den Schwärzungskurven und, wie die hier aus meiner früheren Mitteilung wiedergegebenen Figg. 4a und 4b erkennen lassen, sind für sie, also für eine Geschwindigkeit von etwa $2,4 \cdot 10^7$ cm/sec die Schwärzungsdifferenzen entgegengesetzt gleich groß, so daß das Intensitätsverhältnis nur wenig von eins verschieden sein kann. Es ist aber zu beachten, daß dieses Resultat nur für eine Geschwindigkeit von ungefähr $2,4 \cdot 10^7$ cm/sec gilt; auch nach

meinen neuen Beobachtungen ist in Übereinstimmung mit dem früheren Resultat für diese Geschwindigkeit das Verhältnis der gleichlaufenden zur gegenlaufenden Intensität nur sehr wenig kleiner als eins. Lenkt man jedoch auf Grund des Ergebnisses meiner neuen Beobachtungen sein Augenmerk auf die Verhältnisse für Geschwindigkeiten größer als $3 \cdot 10^7$ cm/sec in den Figg. 4a und 4b, so erkennt man, daß übereinstimmend in beiden Figuren für diese größeren Geschwindigkeiten die Schwärzungen für die gleichlaufende Intensität merklich kleiner als für die gegenlaufende Intensität sind und daß die Schwärzungs-

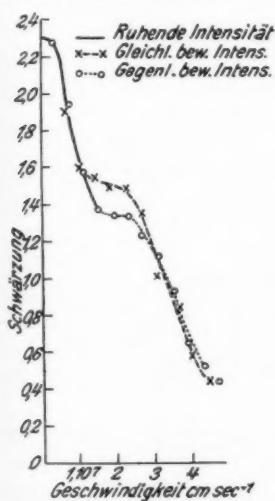


Fig. 4a

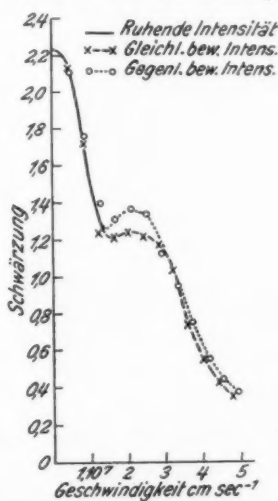


Fig. 4b

differenzen mit wachsender Geschwindigkeit zunehmen. Es besteht also hinsichtlich der Intensitätsdissymmetrie in der bewegten Emission zwischen meinen neuen Beobachtungen an H_γ und meinen früheren Beobachtungen an H_β sowohl für verhältniß klein wie für große Geschwindigkeiten Übereinstimmung.

4. Beobachtungen an He-Linien, deren gegenlaufende bewegte Intensität größer als die gleichlaufende ist

In den Figg. 5, 6 und 7 sind Schwärzungsmessungen dargestellt, die von drei verschiedenen Spektrogrammen für die

wichtige H-Linie 3889 gewonnen wurden. Die Bezugnahme auf die benachbarte Vergleichslinie 3914 (negative Stickstoffbande) ist in den Figuren in der Weise vorgenommen, daß die Schwärzungen für die gegenlaufende Intensität um die Schwärzungsdifferenz in der Vergleichslinie (0,9 mm Keilstellung) vermehrt wurden. In Fig. 8 ist die Abhängigkeit des Verhältnisses der gleichlaufenden zur gegenlaufenden Inten-

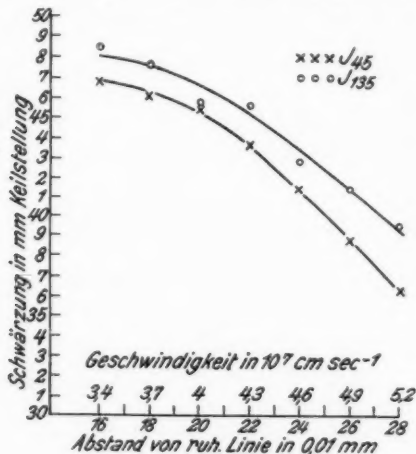


Fig. 5

sität dargestellt, wie sie sich in der oben angegebenen Weise aus den Schwärzungskurven ergibt.

Gemäß den vorstehenden Figuren ist in der bewegten Emission von He-Kanalstrahlen, die in Helium verlaufen, bei der Linie 3889 die gegenlaufende Intensität größer als die gleichlaufende und zwar nimmt das Verhältnis J_{45}/J_{135} von ungefähr 0,95 für eine Geschwindigkeit von $3,4 \cdot 10^7 \text{ cm/sec}$ mit wachsender Geschwindigkeit auf ungefähr 0,62 für $5,2 \cdot 10^7 \text{ cm/sec}$ ab. Dieses Ergebnis stimmt gut mit meinen früheren Beobachtungen nach der Methode der zwei Spiegel überein; sie lieferten nämlich für das Verhältnis J_{45}/J_{135} den Wert 0,68 für eine mittlere Geschwindigkeit von $4,6 \cdot 10^7 \text{ cm/sec}$.

In den Fig. 9 und 10 sind Schwärzungsmessungen für die bewegte Emission der He-Linie 4472 dargestellt, in Fig. 11,

die aus ihnen sich ergebende Abhängigkeit des Verhältnisses J_{45}/J_{135} von der Geschwindigkeit. Wie man sieht, ist in der bewegten Emission der He-Linie durch He-Kanalstrahlen, die in Helium verlaufen, die gegenlaufende Intensität größer als

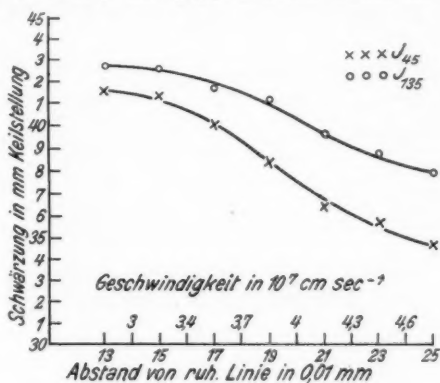


Fig. 6

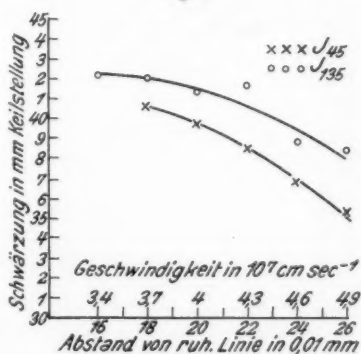


Fig. 7

die gleichlaufende und zwar um so mehr, je größer die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen ist; für eine Geschwindigkeit von $4,6 \cdot 10^7$ cm/sec hat das Verhältnis J_{45}/J_{135} in den neuen Beobachtungen den Wert 0,8, in den früheren Beobachtungen den Wert 0,87 im Mittel aus drei Messungen. Es besteht also für die bewegte Emission von 4472 eine gute Übereinstimmung

zwischen den früheren und den neuen Beobachtungen. Dies trifft auch zu für die ruhende Emission derselben Linie. Das Verhältnis J_{45}/J_{135} ergab sich früher zu 1,04, jetzt zu 1,05.

Für die ruhende Emission der scharfen Nebenserieline 4713 ergab sich das Verhältnis J_{45}/J_{135} neu zu 1,04, früher zu 1,04.

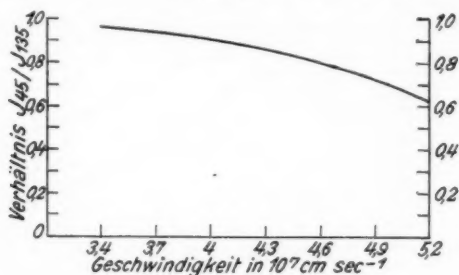


Fig. 8

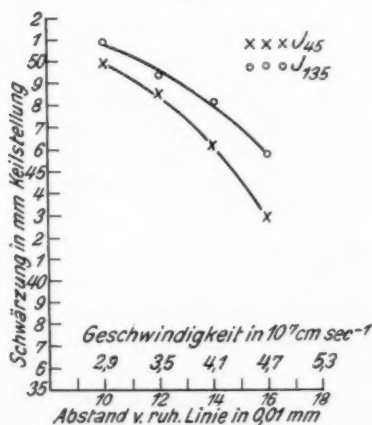


Fig. 9

Den Wert, den ich früher für die bewegte Emission dieser Linie erhielt, habe ich bereits früher als fraglich charakterisiert. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß die scharfe Nebenserieline 4121 gemäß den früheren Messungen im axialen Effekt sich wie die Linien 3889 und 4472 verhält; für ihre bewegte Emission ergab sich das Verhältnis J_{45}/J_{135} zu 0,94, für ihre ruhende Emission zu 1,04.

Für die ruhende Emission der Linie 4922 erhielt ich aus meinen neuen Beobachtungen den Wert von J_{45}/J_{135} zu 1,07 im Mittel aus drei Messungsreihen, für die Linie 4388 zu 1,04. Gemäß diesen Werten ist zu erwarten, daß für die bewegte Emission dieser Linien das Verhältnis J_{45}/J_{135} kleiner als

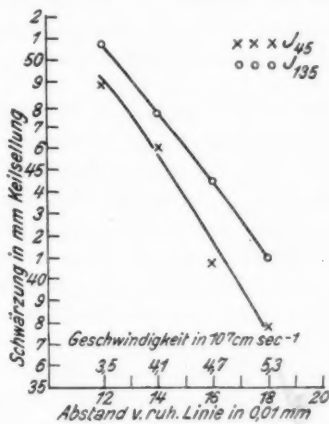


Fig. 10

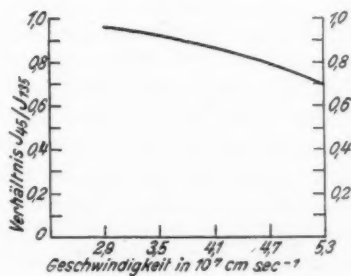


Fig. 11

eins ist. In meinen früheren Beobachtungen erhielt ich jedoch für die bewegte Emission der Linie 4922 den Wert 1,00, für die Linie 4388 den Wert 1,07. Indes dürften diese Werte durch die oben angegebenen Fehlerquellen gefälscht sein. Sie bedürfen der Nachprüfung. Die genannten Linien haben daher vorderhand aus der Diskussion auszuschneiden.

5. Beobachtungen an He-Linien, deren gegenlaufende bewegte Intensität kleiner als die gleichlaufende ist

In meinen früheren Beobachtungen nach der Methode der zwei Spiegel ergab sich für die bewegte Emission der He-Linie 5016 das Verhältnis J_{45}/J_{135} zu 1,13. Obzwar meine damaligen Messungen in dem Spektralgebiet dieser Linie nicht genau waren, so dürfte an jenem Wert doch so viel richtig sein, daß er größer als eins ist. Nun war bei meinen neuen Beobachtungen weder die Dispersion noch die Lichtstärke hinreichend groß, als daß ich die bewegte Emission der Linie 5016 untersuchen hätte können. Dagegen war mir dies für die ruhende Emission möglich. Ich erhielt für diese den Wert des Verhältnisses J_{45}/J_{135} im Mittel aus drei Beobachtungsreihen zu 0,90. Dieser Wert bedeutet, insofern er kleiner als eins ist, eine Bestätigung des früheren Wertes für die bewegte Emission der Linie 5016. Es kann darum als sicher gestellt gelten, daß die Intensitätsdissymmetrie im axialen Effekt der Kanalstrahlen für die Para-Hauptserienlinie 5016 entgegengesetztes Vorzeichen hat zu derjenigen der Ortho-Hauptserienlinie 3889, daß also in der bewegten Emission seitens He-Kanalstrahlen bei der Linie 3889 die gegenlaufende Intensität, bei der Linie 5016 die gleichlaufende Intensität größer ist.

Dieses merkwürdige Ergebnis erschien mir so wichtig, daß ich es in gewisser Weise durch Untersuchung der Linie 3965 nachprüfte. Diese Linie folgt nämlich in der Para-Hauptserie unmittelbar auf die Linie 5016; es war darum zu erwarten, daß sie dasselbe Verhalten wie diese zeigt. Dies ist in der Tat der Fall; ich erhielt nämlich für die ruhende Emission der Linie 3965 im Mittel aus drei Beobachtungen den Wert des Verhältnisses J_{45}/J_{135} zu 0,92.

Noch eine zweite Linie im He-Spektrum scheint sich im axialen Effekt der Kanalstrahlen hinsichtlich des Vorzeichens der Intensitätsdissymmetrie wie die Linie 5016 zu verhalten. Es ist dies merkwürdigerweise die Ortho-Nebenserienlinie 5876. Für sie ergab sich das Verhältnis J_{45}/J_{135} in der ruhenden Emission aus meinen neuen Beobachtungen zu 0,93, während für das nächstfolgende Glied derselben Nebenserie der Wert 1,05 erhalten wurde. Es widerspricht indes diesem Werte das Ergebnis meiner früheren Beobachtungen an der Linie 5876

welche für die bewegte Emission einen Wert kleiner als eins, für die ruhende Emission einen Wert größer als eins geliefert hatten. Nun machten sich freilich in dem Spektralgebiet der Linie 5876 die oben angegebenen Fehlerquellen, insonderheit der Mangel einer naheliegenden zuverlässigen Vergleichslinie besonders geltend; gleichwohl möchte ich aber das neue Resultat noch nicht für gesichert halten. Die Linie 5876 hat also vorderhand noch aus der theoretischen Diskussion auszuscheiden.

6. Verschiebung der Hg-Linie 4359 im elektrischen Feld

Diejenigen He-Linien, bei welchen im axialen Effekt der Kanalstrahlen die gegenlaufende bewegte Intensität größer als die gleichlaufende ist, haben im Effekt des elektrischen Feldes auf sie das gemeinsame, daß sie nach Rot verschoben werden. Diejenigen bis jetzt untersuchten He-Linien, bei welchen im axialen Effekt der Kanalstrahlen die gegenlaufende Intensität kleiner als die gleichlaufende ist, haben im Effekt des elektrischen Feldes auf sie das gemeinsame, daß sie nach Violett verschoben werden. Für die Hg-Linie 4359 habe ich in meiner ersten Untersuchung über den axialen Effekt der Kanalstrahlen vor fast 20 Jahren gefunden, daß in ihrer bewegten Emission die gegenlaufende Intensität kleiner als ihre gleichlaufende ist; ihr Verhalten im axialen Effekt der Kanalstrahlen ist also analog demjenigen der zweiten Gruppe von He-Linien. Auf Grund dieser Analogie erhob sich die Frage, ob die Analogie auch für den Effekt des elektrischen Feldes hinsichtlich des Vorzeichens der Verschiebung vorhanden ist, ob also die Hg-Linie 4359 ebenso wie die entsprechenden He-Linien von dem elektrischen Feld nach Violett verschoben wird. Leider fand ich in der Literatur keine zuverlässige Angabe über den Effekt des elektrischen Feldes auf die Hg-Linie 4359. Da mir die Beantwortung der aufgeworfenen Frage wichtig erschien, entschloß ich mich, eine Untersuchung über den Effekt des elektrischen Feldes auf die Hg-Linie 4359 anzustellen.

Von vornherein war zu erwarten, daß der Effekt des elektrischen Feldes auf diese Linie sehr klein ist; denn sonst wäre eine positive Beobachtung darüber wohl schon gelegentlich gemacht worden. Aus diesem Grunde wählte ich für die geplante Untersuchung die größte Dispersion, die mir zur Verfügung stand, nämlich die Einstellung des Steinheilschen

Spektrographen mit drei Prismen und dem Objektiv von 640 mm Brennweite für λ 4360 im Minimum der Ablenkung im Interesse großer Lichtstärke. Die Dispersion hatte bei dieser Einstellung für λ 4359 den Wert 9,6 Å/mm. Zur Herstellung des elektrischen Feldes bediente ich mich der Methode der ersten Kathodenschicht. Die erste der verwendeten aus Quarzglas bestehenden Stromröhren hatte in ihrem kathodischen Teil einen Durchmesser von 2 mm. Dieser Teil wurde scharf auf den 0,03 mm weiten Spektrographenspalt abgebildet. Zur Füllung der Stromröhre diente Wasserstoff. Um in ihm die Hg-Linien zur Emission zu bringen, wurde das Kühlgefäß zwischen der Stromröhre und der Pumpe und dem Vorratsgefäß fortgelassen; außerdem war in einer seitlichen Ansatzröhre an der Stromröhre ein Tropfen Quecksilber in Berührung mit dem Gas der Röhre. Der Gasdruck und die Strombelastung der Röhre wurden bei okularer Beobachtung an der Linie H_β so gewählt, daß die Feldstärke an der Kathode (Aufspaltung der Linie H_β) möglichst groß und konstant und die Lichtstärke so groß war, daß in einer Belichtungszeit von ungefähr 5 Minuten die Linie 4359 ausreichend intensiv herauskam.

Selbst das beste Spektrogramm, das ich auf diese Weise erhielt, zeigt wohl bei der Hg-Linie 4347 eine auch schon von T. Takamine und N. Kokubu¹⁾ beobachtete ziemlich große Verschiebung nach Rot, aber die Linie 4359 ist in ihrem auf der Kathode aufsitzenden Teil so wenig nach Violett verschoben, daß sie mit dem Auge unter der Lupe nicht mit Sicherheit festgestellt werden kann. Als ich jedoch die Linie im Hartmannschen Mikrophotometer sorgfältig so einstellte, daß die Okularmarke streng entlang der Achse der Linie kurz oberhalb ihres kathodischen Teiles glitt, wenn der Tisch des Photometers parallel der Linienachse verschoben wurde, zeigte sich bei der Verschiebung der Linie aus ihrem feldfreien in ihren feldbeeinflussten Teil eine Verschiebung des Liniendes um 0,01 mm, also um 0,1 Å nach Violett. Ich hielt es für notwendig, dieses Resultat durch eine Aufnahme zu kontrollieren, in der die Violettverschiebung der untersuchten Linie so groß war, daß sie mit dem Auge unter der Lupe bemerkt werden konnte. Dies erreichte ich durch Verwendung einer

1) T. Takamine u. N. Kokubu, Proc. Tokyo Math.-Phys. Soc. 9. S. 407. 1918.

Stromröhre, die in ihrem kathodischen Teil einen Durchmesser von nur 1 mm hatte. In dieser Röhre erschien eine große Aufspaltung der Linie H_β bei viel kürzerem Kathodendunkelraum; die Strecke, auf welcher in diesem das elektrische Feld auf die Linie 4359 wirkte, verkürzte sich, gemessen im Spektrogramm, von 1,1 mm bei der ersten Röhre auf 0,5 mm bei der engeren Röhre. Nunmehr erschien der kathodische Teil der Linie 4359 bei Betrachtung mit der Lupe deutlich nach Violett abgelenkt. Eine Messung im Hartmannschen Photometer ergab als linearen Betrag der Violettverschiebung 0,013 mm. Diese nur wenig größere als die zuvor gemessene Verschiebung entsprach dem Umstand, daß auch, wie ich durch okulare Beobachtung im Spektrographen feststellte, die größte Zerlegung der Linie H_β bei der zweiten Röhre für das gewonnene Spektrogramm nur wenig größer als für das zuvor besprochene Spektrogramm war. Die größte Feldstärke unmittelbar an der Kathode betrug für dieses 166 kV/cm; sie wurde berechnet aus der Aufspaltung der Linie H_γ .

Das Resultat der vorstehenden Untersuchung ist demnach, daß die Hg-Linie 4359 ähnlich den He-Linien 5016 und 3965 durch ein elektrisches Feld nach Violett verschoben wird.

7. Bisherige Ergebnisse über die Intensitätsdissymmetrie im axialen Effekt der Kanalstrahlen

An Wasserstoffkanalstrahlen, die in Wasserstoff oder Helium verlaufen, ist die bewegte Emission für die Linien H_α , H_β , H_γ und H_δ entgegen der Richtung ihrer Geschwindigkeit intensiver als in Richtung der Geschwindigkeit. Umgekehrt ist an den ruhenden Wasserstoffatomen, welche von H- oder He-Kanalstrahlen gestoßen und zu Lichtemission angeregt werden, die ruhende Emission für die Linien H_β und H_γ in Richtung der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen intensiver als entgegen deren Richtung. Diese Intensitätsdissymmetrie ist für die bewegte Emission erheblich größer als für die ruhende Emission. Das Verhältnis der gleichlaufenden zur gegenlaufenden bewegten Intensität nimmt erst oberhalb einer Strahlengeschwindigkeit von etwa $3 \cdot 10^7$ cm/sec einen Wert merklich kleiner als eins an, nimmt aber dann rasch mit wachsender Geschwindigkeit ab.

An He-Kanalstrahlen, die in Wasserstoff oder Helium verlaufen, ist die bewegte Emission für die Linien λ 3889,

λ 4472 und λ 4121 entgegen der Richtung ihrer Geschwindigkeit intensiver als in Richtung der Geschwindigkeit. Umgekehrt ist an den ruhenden He-Atomen, welche von H- oder He-Kanalstrahlen gestoßen und zu Lichtemission angeregt werden, die ruhende Emission für die genannten Linien in Richtung der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen intensiver als entgegengesetzt dazu. Diese Intensitätsdissymmetrie ist für die bewegte Emission erheblich größer als für die ruhende Emission. Das Verhältnis der gleichlaufenden zur gegenlaufenden bewegten Intensität nimmt erst oberhalb einer Strahlengeschwindigkeit von etwa $3 \cdot 10^7$ cm/sec einen Wert merklich kleiner als eins an, nimmt aber dann rasch mit wachsender Geschwindigkeit ab.

An He-Kanalstrahlen, die in Wasserstoff verlaufen, ist die bewegte Emission für die He-Linie 5016 in Richtung ihrer Geschwindigkeit intensiver als entgegengesetzt dazu. Umgekehrt ist an den ruhenden Atomen, welche von He-Kanalstrahlen gestoßen und zu Lichtemission angeregt werden, die ruhende Emission für die genannte Linie entgegen zur Richtung der Strahlen intensiver als in ihrer Richtung. Das gleiche Verhalten zeigt für die ruhende Emission die He-Linie 3965.

An Hg-Kanalstrahlen, die in Wasserstoff verlaufen, ist die bewegte Emission für die Hg-Linie in Richtung der Geschwindigkeit der Strahlen intensiver als entgegengesetzt dazu.

Diejenigen He-Linien, deren bewegte Emission gegen die Richtung der Geschwindigkeit der sie emittierenden Kanalstrahlen intensiver als in ihrer Richtung ist, werden durch ein elektrisches Feld nach Rot verschoben. Die He-Linien 5016 und 3965 und die Hg-Linie 4359, welche im Vergleich zu den eben charakterisierten Linien die entgegengesetzte Intensitätsdissymmetrie im axialen Effekt der Kanalstrahlen zeigen, werden durch ein elektrisches Feld nach Violett verschoben.

Zwischen der Intensitätsdissymmetrie im axialen Effekt der Kanalstrahlen und der Intensitätsdissymmetrie im Effekt des elektrischen Feldes besteht hinsichtlich des Vorzeichens der Dissymmetrie Übereinstimmung bei den bis jetzt untersuchten Linien.

Großhesselohe-München, Dezember 1929.

(Eingegangen 29. Januar 1930)

